

# Aspekte der Anwendung niederenergetischer Myonen in der Festkörperphysik am Beispiel nanokristalliner Nickelschichten

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
genehmigte  
D i s s e r t a t i o n

von Michael Georg Birke  
aus Gifhorn

1. Referent: Professor Dr. J. Litterst
2. Referent: Professor Dr. A. Eichler
3. Referent: Privatdozent Dr. E. Morenzoni (ETH Zürich)

eingereicht am:	3.2.2004
mündliche Prüfung (Disputation) am:	15.4.2004
Druckjahr (elektronische Veröffentlichung):	2004

## Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch die Mentorin oder den Mentor/die Betreuerin oder den Betreuer der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

### Publikationen (peer reviewed)

T.Prokscha, M.Birke, E.Forgan, H.Glückler, A.Hofer, T.Jackson, K.Küpfer, J.Litterst, E.Morenzoni, Ch.Niedermayer, M.Pleines, T.Riseman, A.Schatz, G.Schatz, H.P.Weber and C.Binns: *First  $\mu^+$ SR studies on thin films with a new beam of low energy positive muons at energies below 20 keV*, Hyperfine Interactions **120/121** (1999) 569-573

H.Glückler, E.Morenzoni, T.Prokscha, M.Birke, E.M.Forgan, A.Hofer, T.J.Jackson, J.Litterst, H.Luetkens, Ch.Niedermayer, M.Pleines, T.M.Riseman, G.Schatz: *Range studies of low-energy muons in a thin Al film*, Physica B **289-290** (2000) 658-661

E.Morenzoni, H.Glückler, T.Prokscha, R.Khasanov, H.Luetkens, M.Birke, E.M.Forgan, Ch.Niedermayer, M.Pleines: *Implantation studies of keV positive muons in thin metallic films*, Nuclear Instruments and Methods in Physics B **192** (2002) 254-266

E.Morenzoni, R.Khasanov, H.Luetkens, T.Prokscha, A.Suter, N.Garifianov, H.Glückler, M.Birke, E.Forgan, H.Keller, J.Litterst, Ch.Niedermayer, G.Nieuwenhuys: *Low energy muons as probes of thin films and near surface regions*, Physica B **326** (2003) 196-204

### Vorträge:

*$\mu$ SR-Techniken mit niederenergetischen Myonen*,  
Treffen des Verbundprojektes: Wasserstoff und Myonen in Niederdimensionalen Systemen,  
24.-25. Januar 1997, Berlin

*$\mu$ SR-Experimente mit niederenergetischen Myonen*,  
Arbeitstreffen: Forschung mit nuklearen Sonden und Ionenstrahlen,  
5.-6. Oktober 1998, Leipzig

*Magnetismus in Systemen mit reduzierter Dimension -  
Anwendungsbeispiele für niederenergetische Myonen,*  
Treffen des Verbundprojektes: Wasserstoff und Myonen in Nieder-  
dimensionalen Systemen,  
12.-13. März 1999, München

### **Posterbeiträge**

*Niederenergetische, polarisierte Myonen und ihre Anwendung in der  $\mu$ SR,*  
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,  
25.-29. März 1996, Regensburg

*$\mu$ SR-Experimente mit niederenergetischen Myonen,*  
Gemeinsames Statusseminar der Verbünde zur Erforschung kondensierter  
Materie mit Neutronen, nuklearen Sonden und Synchrotronstrahlung,  
14.-17. September 1997, Seeon

*$LE\mu^+SR$  Measurements on Thin Ni-Films,*  
8<sup>th</sup> International Conference on Muon Spin Rotation, Relaxation and  
Resonance,  
30.August - 3.September 1999, Les Diablerets

### **Publikationen (not peer reviewed)**

*The slow muon project at PSI:  
status report and first experiments with thin Ni-films,*  
A.Hofer, M.Birke, H.Glückler, M.Heuberger, J.Litterst, E.Morenzoni,  
Ch.Niedermayer, Th.Prokscha, A.Schatz, G.Schatz,  
Proceedings: Condensed Matter Studies by Nuclear Methods,  
XXXIII Zakopane School of Physics, 1997

*Experiments with very slow polarized muons,*  
E.Morenzoni, M.Birke, E.Forgan, H.Glückler, A.Hofer, T.Jackson, K.Küpfer,  
J.Litterst, Ch.Niedermayer, T.Prokscha, T.Riseman, A.Schatz, G.Schatz,  
H.P.Weber and C.Binns,  
Proceedings: International Workshop on JHF Science, Tsukuba, 1998

### Daten verwendet in folgenden Übersichtsartikeln

*Low Energy Muons as Probes of Thin Films and Surfaces*,  
E.Morenzoni,  
Applied Magnetic Resonance **13** (1997) 219-229

*Niederenergetische spinpolarisierte Myonen als Sonden für Dünnschichtsysteme*,  
E.Morenzoni und Ch.Niedermayer,  
Physikalische Blätter **53** Nr.12 (1997) 1210

*Physics and application of low energy muons*,  
E.Morenzoni,  
in *Muone Science*, S.Lee et al. Eds, IOP Published, Bristol (1999)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Erzeugung niederenergetischer Myonen</b>	<b>5</b>
2.1	Technische Umsetzung der Moderatormethode am PSI . . . .	6
2.1.1	Erzeugung und Präparation geeigneter MeV-Myonen .	6
2.1.2	Produktion eines Strahls niederenergetischer Myonen .	10
<b>3</b>	<b>Implantation niederenergetischer Myonen in Materie</b>	<b>15</b>
<b>4</b>	<b>Prinzip der (LE)<math>\mu</math>SR - experimentelle Durchführung</b>	<b>19</b>
4.1	Ortsempfindlicher Detektor (M2) . . . . .	21
4.2	Triggerdetektor (M3) . . . . .	23
4.3	Positronendetektoren (D) . . . . .	24
4.4	Eventorientierte Datenaufnahme . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Analyse und Interpretation von (LE)<math>\mu</math>SR-Spektren</b>	<b>27</b>
5.1	Asymmetrie des Myonensignals . . . . .	27
5.2	Geometrie von Probe und Detektorsystem . . . . .	29
5.3	Energieunschärfe der implantierten Myonen . . . . .	30
5.4	Myonenflugzeit . . . . .	32
5.5	Implantationszeitpunkt . . . . .	35
5.6	Externe Magnetfelder . . . . .	41
5.7	Untergrundsignal durch zu kleine Proben . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Messungen zur Implantation von niederenergetischen Myonen</b>	<b>45</b>
6.1	Verwendete Methode und Versuchsaufbau . . . . .	46
6.2	Probencharakterisierung . . . . .	47
6.3	LE $\mu$ SR-Messungen . . . . .	48

<b>7</b>	<b>Anwendungsbeispiel - Magnetische Dipolfelder dünner Nickelfilme</b>	<b>51</b>
7.1	Probencharakterisierung . . . . .	52
7.1.1	Strukturelle Untersuchungen der Oberfläche (AFM) . .	52
7.1.2	Strukturelle Untersuchung der Kristallstruktur (TEM)	56
7.1.3	Bestimmung des Implantationsprofils . . . . .	64
7.1.4	Magnetische Untersuchungen (VSM) . . . . .	65
7.2	LE $\mu$ SR-Messungen . . . . .	67
7.2.1	Experimentelles: Temperaturkalibrierung des Ofens . .	67
7.2.2	Ergebnisse und Interpretation der LE $\mu$ SR-Messungen .	69
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Verwendete Messungen</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>Transversale und longitudinale Anteile der Polarisationsvektorkomponenten</b>	<b>82</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des Pionenzerfalls . . . . .	7
2.2	Prinzip der Erzeugung von MeV-Myonen am PSI . . . . .	9
2.3	UHV-Anlage zur Erzeugung niederenergetischer Myonen . . . . .	13
4.1	Schematische Darstellung des Myonenzerfalls . . . . .	20
4.2	Michelspektrum und Energieabhängigkeit der Zerfallsasymmetrie . . . . .	21
4.3	Prinzip eines LE $\mu$ SR-Experimentes . . . . .	22
4.4	Ortsauflösender MCP-Detektor . . . . .	23
4.5	Prinzip des Triggerdetektors . . . . .	24
4.6	Positronendetektorgeometrie . . . . .	25
5.1	Strahlfleck . . . . .	30
5.2	Myonenanzahl in Detektorausschnitt . . . . .	31
5.3	Abhängigkeit der Asymmetrie vom Implantationsort . . . . .	32
5.4	Abhängigkeit der beobachteten Asymmetrie von der Breite der Flugzeitverteilung . . . . .	33
5.5	Flugstreckennäherung zur Bestimmung von Flugzeiten . . . . .	34
5.6	Flugzeitunterschied beim Durchflug durch eine elektrostatische Linse . . . . .	36
5.7	Bestimmung des Implantationszeitpunktes . . . . .	37
5.8	Phase des Rotationssignals bei Verschiebung von $t_0$ . . . . .	39
5.9	Zusätzliche exponentielle Dämpfung bei Verschiebung von $t_0$ . . . . .	39
5.10	Verringerung der beobachteten Asymmetrie bei Verschiebung von $t_0$ (gaußförmige Dämpfung). . . . .	40
5.11	Verringerung der beobachteten Asymmetrie bei Verschiebung von $t_0$ (exponentielle Dämpfung). . . . .	40
5.12	Magnetfeldgeometrie . . . . .	41
5.13	Anfangsphase für 50 G TF in Abhängigkeit von der Implantationsenergie . . . . .	43
5.14	Implantation in eine kleine Probe . . . . .	44

6.1	Untersuchungen zur Implantation: Prinzip und Geometrie . . .	46
6.2	Myonsignal bei 5 G TF . . . . .	48
6.3	Myoniumsignal bei 5 G TF . . . . .	48
6.4	LE $\mu$ SR: Cu(50 nm)SiO <sub>2</sub> , Cu(150 nm)SiO <sub>2</sub> , SiO <sub>2</sub> . . . . .	49
6.5	Vergleich mit der Vorhersage mittels TRIM.SP . . . . .	50
7.1	Oberflächenrauigkeit . . . . .	52
7.2	Einfluss des Implantationswinkels auf die Implantationstiefe .	53
7.3	Oberflächenstruktur der Ni/Ag-Proben . . . . .	55
7.4	Argonionenätzen - Prinzip . . . . .	56
7.5	TEM: Ni(500nm)/Ag, Vergrößerung: 3000 . . . . .	58
7.6	TEM: Ni(500nm)/Ag, Vergrößerung: 4800 . . . . .	59
7.7	TEM: Ni(30nm)/Ag, Vergrößerung: 24000 . . . . .	60
7.8	TEM: Ni(30nm)/Ag, Vergrößerung: 12000 . . . . .	61
7.9	TEM: Ni(500nm)/Ag, Vergrößerung: 24000 . . . . .	62
7.10	TEM: Ni(30nm)/Ag, Vergrößerung: 24000 . . . . .	63
7.11	Implantationsprofil für Ni(30nm)/Ag . . . . .	64
7.12	Ni(30 nm)/Ag: Magnetisierung (Sättigung) . . . . .	66
7.13	Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche . . . . .	67
7.14	Aufbau des verwendeten Ofens . . . . .	68
7.15	Temperaturkalibrierung des verwendeten Ofens . . . . .	69
7.16	LE $\mu$ SR an Nickelschichten (Prinzip und Geometrie) . . . . .	70
7.17	50 G-TF Messungen bei 683, 613, 603 und 293 K . . . . .	73
7.18	ZF-Messungen bei 293, 605 und 679 K . . . . .	74
7.19	Temperaturabhängigkeit der Präzessionsfrequenz . . . . .	75
7.20	Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie in den Detektoren LR	76
7.21	Temperaturabhängigkeit der Dämpfung . . . . .	77

# Kapitel 1

## Einleitung

Die erste Beobachtung eines positiven Myons wurde 1933 publiziert [Kun33]. Bei Untersuchungen zur kosmischen Strahlung fand KUNZE auf Nebelkameraufnahmen Spuren die er keinem ihm bekannten „*Korpuskel*“ zuordnen konnte und die er als „*Resultat einer vermutlichen Kernexplosion*“ interpretierte. Er bemerkte, dass die Ionisationsspur dieses positiven Teilchens für ein Proton zu schwach und für ein Positron zu stark sei. Weitere systematische Versuche zur Höhenstrahlung führten schließlich zur Einführung eines bis dahin unbekannten Teilchens durch NEDDERMEYER und ANDERSON [NA37] [AN36]. Das neu gefundene Teilchen, welches später als Myon bezeichnet wird, stellte sich als ein Zerfallsprodukt des positiven Pions ( $\pi^+$ ) heraus. Beim Pionenzерfall handelt es sich um einen Zweikörperzerfall, was dazu führt, dass die resultierenden Myonen in Bezug auf eine feste Beobachtungsrichtung im Ruhesystem des Pions vollständig spinpolarisiert sind. Das positive Myon ist ebenfalls nicht stabil und zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von etwa  $2.2\mu\text{s}$  in ein Positron ( $e^+$ ) und die entsprechenden Neutrinos ( $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ ).

Weiterführende Experimente zum Myonenzerfall [GLW57] brachten neben Versuchen zum  $\beta$ -Zerfall die Bestätigung einer theoretischen Hypothese, nach der bei der schwachen Wechselwirkung die Paritätserhaltung nicht gilt. Die Parität galt bis dahin als Erhaltungsgröße bei der Beschreibung von Zerfällen instabiler Elementarteilchen. Diese Eigenschaft und die daraus resultierende räumliche Anisotropie des Myonenzerfalls ist neben der Spinpolarisation der Myonen die wesentliche Voraussetzung für die Anwendung von Myonen als festkörperphysikalische Sonde [Sch85].

Unter dem Akronym  $\mu\text{SR}$  (Myonenspin - Relaxation, Resonanz, Rotation) versteht man eine Reihe von Methoden der Festkörperspektroskopie, bei der Myonen mit Hilfe eines Mittelenergieprotonenbeschleunigers erzeugt und in eine zu untersuchende Probe implantiert werden. Aus dem Zusammenhang

zwischen Emissionsrichtung des Zerfallspositrons und der Zeitdauer zwischen Implantation und Zerfall können Rückschlüsse auf die Wechselwirkung des Myons mit der Probe in diesem Zeitraum gezogen werden.

In den letzten dreißig Jahren haben sich die Methoden der  $\mu$ SR im Rahmen der Festkörperphysik und -chemie etabliert. So wurde an einer Reihe sogenannter *Meson Factories* die Entwicklung polarisierter Myonenstrahlen und der benötigten Spektrometer vorangetrieben.

Ein wesentlicher Schritt war dabei die erste Erzeugung eines so genannten Oberflächenstrahls. Dabei wird das durch einen Protonenstrahl produzierte Pion noch im Produktionstarget gestoppt und der resultierende Myonenstrahl ist nahezu hundertprozentig spinpolarisiert[Bow85].

Im Jahre 1979 wurde am Paul Scherrer Institut (PSI) der erste Oberflächenmyonenstrahl in Betrieb genommen [Dau79] [AEG<sup>+</sup>79]. Nach einer erheblichen Steigerung des primären Protonenstroms in den neunziger Jahre stellt das PSI heute die weltweit intensivsten Sekundärstrahlen polarisierter Myonen zur Verfügung, die von einer internationalen Nutzergemeinschaft zur Untersuchung festkörperphysikalischer Fragestellungen genutzt werden können [Pau94] [Swi81].

Bedingt durch den Produktionsprozess haben positive Myonen eine kinetische Energie von etwa 4 MeV. Dies ergibt bei der Implantation in die zu untersuchende Probe eine mittlere Eindringtiefe von einigen Zehntel Millimetern. Dadurch sind die Methoden der konventionellen  $\mu$ SR auf Untersuchungen von Bulkeigenschaften beschränkt.

MILLS und CRANE publizierten 1984 die Reemission von implantierten hochenergetischen Positronen aus ionischen Kristallen [MC84]. Die beobachtete Austrittsenergie betrug dabei etwa 10 eV, was in der Größenordnung der Bandlücke des verwendeten Moderationsmaterials liegt.

Zwei Jahre später berichten HARSHMAN ET AL. erstmals über die Reemission positiver Myonen aus Festkörperoberflächen [HWP<sup>+</sup>86].

Die Entwicklung eines Strahls niederenergetischer Myonen mit einer Energie bis herab zu etwa 10 eV war damit denkbar. Die Moderationseffizienz von etwa  $1.6 \cdot 10^{-7}$  niederenergetischer Myonen pro einkommendem hochenergetischen Myon konnte ein Jahr später durch die Verwendung von gefrorenen Edelgasmoderatoren um mehr als eine Größenordnung verbessert werden [HMB<sup>+</sup>87].

Der Nachweis durch MORENZONI ET. AL [MKM<sup>+</sup>94] , dass durch den Moderationsprozess eine der wesentlichen Eigenschaften der MeV-Myonen - ihre nahezu vollständige Spinpolarisation - nicht verloren geht, ermöglichte die Anwendung der Methoden der  $\mu$ SR auf dünne Schichten, sowie auf Grenz- und Oberflächen, da die Implantationstiefe bei einer Myonenenergie von einigen keV in der Größenordnung von einigen Nanometern liegt.

Seit 1991 wird am PSI in der Gruppe von MORENZONI an der Entwicklung eines im Energiebereich von 0.5-30 keV durchstimmbaren Myonenstrahls gearbeitet. Durch Optimierung der Parameter für das Moderations- und Transportsystem und der damit verbundenen Erhöhung der Moderationseffizienz finden niederenergetische Myonen Anwendung im Rahmen der Methoden der  $\mu$ SR [Mor99].

Für die Durchführung, Analyse und Interpretation von  $\mu$ SR-Experimenten mit niederenergetischen Myonen ( $\text{LE}\mu\text{SR}$ ) sind verglichen mit der konventionellen  $\mu$ SR mit MeV-Myonen weitere Vorbetrachtungen und Untersuchungen notwendig:

- welche Auswirkungen haben die besonderen experimentellen Umstände der Moderation und Implantation niederenergetischer Myonen auf die gewonnenen Rohdaten im Vergleich zur konventionellen  $\mu$ SR?
- inwieweit können die Methoden und Interpretationsansätze der konventionellen  $\mu$ SR auf die Spektroskopie mit niederenergetischen Myonen an dünnen Filmen übertragen werden?

Diese Fragestellungen sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

In Kapitel 2 wird die Produktion niederenergetischer Myonen erläutert. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der technischen Umsetzung der Moderatormethode am Paul Scherrer Institut, die sich in die Präparation geeigneter MeV-Myonen (Sekundärstrahl), sowie der Erzeugung eines tertiären Strahls niederenergetischer Myonen gliedert.

Abschnitt 3 beschäftigt sich mit der numerischen Beschreibung der Implantation niederenergetischer Myonen in die mit den Methoden der  $\text{LE}\mu\text{SR}$  zu untersuchende Probe.

Die praktische Durchführung eines  $\mu$ SR-Experimentes sowie die Unterschiede und Besonderheiten bei der Verwendung von niederenergetischen Myonen im Vergleich zur konventionellen  $\mu$ SR mit MeV Myonen ist Gegenstand von Kapitel 4.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Analyse und Interpretation von  $(\text{LE})\mu\text{SR}$ -Spektren. Neben den theoretischen Grundlagen der  $\mu$ SR wird hier besonders auf einige experimentelle Kenngrößen sowie ihren Einfluss auf die Analyseergebnisse bei der Verwendung von niederenergetischen Myonen im Vergleich zur konventionellen  $\mu$ SR eingegangen.

Als Anwendungsbeispiel werden Untersuchungen zur Implantation niederenergetischer Myonen (Kapitel 6), sowie zu magnetischen Streufeldern aus gesputterten Nickelfilmen vorgestellt (Kapitel 7).



# Kapitel 2

## Erzeugung niederenergetischer Myonen

Myonen kommen in der Natur als sekundärer Bestandteil der kosmischen Höhenstrahlung vor [Hea02]. Sie entstehen dabei durch Stoß von Partikeln der primären Strahlung - vornehmlich Protonen, Heliumkerne und Elektronen - mit Bestandteilen der Hochatmosphäre in einer Höhe von etwa 15 km. Auf dem Weg durch die Atmosphäre verlieren sie etwa 2 GeV durch Ionisationsprozesse und haben auf Meeresniveau eine mittlere Energie von etwa 4 GeV. Am Erdboden ist die Anzahl von Myonen lediglich in der Größenordnung von  $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ . Dies schließt die Verwendung von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung bei der Durchführung von (LE) $\mu$ SR-Experimenten aus. Die effizienteste Methode Myonen zu erzeugen bedient sich Protonenbeschleuniger für den Mittelenergiebereich ( $\approx 600 \text{ MeV}$ , Meson Factories). Die Produktion eines tertiären Strahls niederenergetischer Myonen sowie die Initialisierung der Myonen zur Durchführung von LE $\mu$ SR-Experimenten gliedert sich dabei prinzipiell in vier Arbeitsschritte:

- Die Produktion eines hinreichend intensiven und energiereichen primären Protonenstroms mit Hilfe eines Teilchenbeschleunigers.
- Die Erzeugung und Präparation geeigneter MeV-Myonen, sowie der Transport vom Produktionstarget zum Moderationsbereich.
- Die Abbremsung der MeV-Myonen mittels einer geeigneten Methode.
- Selektion des Anteils niederenergetischer Myonen, Transport zur Probenregion sowie die anschließende Implantation in die Probe (Initialisierung des Myonenensembles).

Masse	$m_\mu$ $m_\mu/m_e$ $m_\mu/m_p$	$0,1134289168 \pm 0,0000000034 \text{ u}$ $105,6583568 \pm 0,0000052 \text{ MeV c}^{-2}$ $\approx 207,768^*$ $\approx 0,1134^*$
Mittlere Lebensdauer	$\tau_\mu$	$2,19703 \pm 0,00004 \mu\text{s}$
Magnetisches Moment Gyromagnetisches Verhältnis Elektrisches Dipolmoment g-Faktor	$\mu_\mu/\mu_p$ $\gamma_\mu$ $d_\mu$ $(g_\mu-2)/2$	$3,118334539 \pm 0,00000010$ $\approx 2\pi \cdot 135,53 \text{ MHz T}^{-1}^*$ $3,7 \pm 3,4 \cdot 10^{-19} \text{ e cm}$ $1165.9160 \pm 0,0006 \cdot 10^{-6}$
Ladung Spin	$q_\mu$ $S_\mu$	$+e$ $\frac{1}{2}\hbar \text{ (J}=\frac{1}{2}\text{)}$

Tabelle 2.1: Wesentliche Eigenschaften des positiven Myons [Hea02]. In dieser Zusammenstellung abgeleitete Angaben sind mit (\*) gekennzeichnet.

## 2.1 Technische Umsetzung der Moderator- methode am PSI

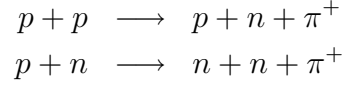
Im Folgenden soll speziell auf das am Paul Scherrer Institut verwendete Verfahren zur Erzeugung niederenergetischer Myonen eingegangen werden. Dabei findet die sogenannte Moderatormethode Anwendung.

### 2.1.1 Erzeugung und Präparation geeigneter MeV-Myonen

Zur Produktion von Myonen am PSI werden Protonen mit Hilfe eines Sektorzyklotrons auf eine kinetische Energie von etwa 600 MeV beschleunigt. Ihre Geschwindigkeit im Laborsystem entspricht damit etwa 80% der Lichtgeschwindigkeit. Diese können durch Stöße mit anderen Protonen oder Neutronen über die Erzeugung von Pionen zur Produktion von Myonen mit einer Energie von einigen MeV verwendet werden [Sch85].



Die beiden üblichen Reaktionswege zur Erzeugung positiver Pionen sind dabei:



Hierbei werden nur Einpionenprozesse berücksichtigt. Ab einer Grenzenergie von  $E_{p,kin} \approx 600 \text{ MeV}$  und mit einem maximalen Wirkungsquerschnitt bei  $E_{p,kin} \approx 1.5 - 2.0 \text{ GeV}$  werden Mehrpionenprozesse dominant [Eat99]. Eine optimale Produktionsrate für Einpionenprozesse ergibt sich bei einer Protonenenergie von etwa 600 MeV im Laborsystem. Dies ermöglicht den Einsatz von Mittelenergiebeschleunigern, wie dies zum Beispiel am Paul-Scherrer Institut (PSI, Villigen, Schweiz) seit 1974 praktiziert wird. Abbildung 2.2 skizziert schematisch die Produktion von MeV-Myonen von der Protonenquelle (P) bis zum Eintrittsfenster der LE $\mu$ SR-Apparatur (E) mit den wesentlichen Kenngrößen. In der momentan aktuellen Ausbaustufe des Beschleunigerkomplexes werden die Protonen in drei Stufen auf die notwendige Endenergie gebracht [Pau94] [Swi81]. Ein elektrostatischer Potenzialbeschleuniger (CW) beschleunigt die Protonen auf eine Energie von 800 keV. Im nächsten Schritt bringt ein Zyklotron (I2) die Protonen auf die Injektionsenergie von 72 MeV. Der Injektor liefert hierbei einen quasikontinuierlichen Protonenstrom mit einer Frequenz von 50.7 MHz ( $T_B = 19.75 \text{ ns}$ ) und einer Pulsbreite von etwa 1 ns. Anschließend werden die Protonen in das Sektorzyklotron (SZ) geleitet und dort auf die Endenergie von ca. 600 MeV beschleunigt. Die Arbeitsfrequenz des Injektors bestimmt die Frequenz des Hauptbeschleunigers. Nach der Extraktion der Protonen werden sie mittels eines magnetischen Transportsystems zu dem Produktionstarget (T) geführt.

Nach dem Stoßprozess und der Produktion von positiven Pionen zerfallen diese mit einer mittleren Lebensdauer von 26 ns im Ruhssystem des Pions gemäß Abbildung 2.1.

$$\begin{array}{ccccccc} & & \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu & & & & (2.1) \\ & \xrightarrow{\quad} & & \xrightarrow{\quad} & \xrightarrow{\quad} & \xrightarrow{\quad} & \\ \overrightarrow{S}_{\mu^+} & \overrightarrow{p}_{\mu^+} & & \overrightarrow{p}_{\nu_\mu} & & \overrightarrow{S}_{\nu_\mu} & \\ \text{---} \bullet \text{---} & \text{---} \circ \text{---} & & \text{---} \bullet \text{---} & & & \\ \mu^+ & \pi^+ & & \nu_\mu & & & \end{array}$$

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Pionenzerfalls

Aufgrund der definierten Helizität des Neutrinos und der Tatsache, dass es

sich hierbei um einen Zweikörperzerfall handelt, resultiert, dass die emittierten Myonen vollständig entgegengesetzt zum (Linear-)Impuls spinpolarisiert sind. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung des Myons als magnetische Sonde im Rahmen der  $\mu$ SR. Geschieht der Zerfall innerhalb des Targets, können nur solche Myonen das Target verlassen, die aus Zerfällen in unmittelbarer Nähe der Oberfläche herrühren. Man spricht hierbei von Oberflächenmyonen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass die Pionen das Target mit hohem Impuls verlassen und im Flug zerfallen. Myonen aus so genannten Zerfallsstrahlen besitzen aus geometrischen Gründen eine geringere Spinpolarisation als Oberflächenmyonen, zeichnen sich aber durch eine wesentliche größere kinetische Energie aus, da sich der Pionen- und Myonenimpuls im Laborsystem addieren. Je tiefer die Myonen aus dem Target entweichen müssen, umso mehr Energie verlieren sie durch Stoßprozesse. Misst man den Myonenfluss eines Oberflächenstrahls in Abhängigkeit vom Myonenimpuls, so erhält man einen für Oberflächenstrahlen charakteristischen Verlauf, bei dem mit abnehmendem Myonenimpuls der Fluss entsprechend  $p^{3.5}$  sinkt. Daher ist es nicht möglich, niederenergetische Myonen mit einer Energie von einigen keV in hinreichender Intensität nur durch geeignete Impulswahl zu erhalten. Der maximale Fluss wird etwa bei einem Impuls von 29 MeV erreicht, was der Myonenzerfallsenergie im Ruhesystem des Pions entspricht.

Für die Durchführung von LE $\mu$ SR-Experimenten zeichnet sich der Beschleunigerkomplex am PSI durch seinen hohen Protonenstrom von derzeit 1.7 mA und dem letztlich damit verbundenen hohen Myonenfluss am Experiment aus. Dies ist von erheblicher Bedeutung, da die Moderationseffizienz - das Verhältnis zwischen vollständig moderierten und einkommenden Myonen - lediglich im Bereich von  $10^{-5}$  liegt und somit die im Experiment erreichbare Zählrate wesentlich vom (sekundären) MeV-Myonenfluss abhängt.

Im nächsten Schritt müssen die aus dem Produktionstarget austretenden Myonen zum Experiment befördert werden. Dies geschieht wiederum mit Hilfe eines magnetischen Transportsystems. Derartige magnetische Systeme akzeptieren jeweils Myonen eines bestimmten Impulses, der über die Dipolmagnete (D1, D2) eingestellt werden kann. Dabei wird der Impuls so gewählt, dass der Fluss maximiert wird. Räumlich direkt nach dem ersten impulsbestimmenden Dipolmagneten (D1) sind Myonen mit unterschiedlichem Impuls  $p_\mu$  in der Ablenkebene (bending plane) räumlich voneinander getrennt (chromatischer Modus), so daß hier die Möglichkeit besteht, mittels geeignet angeordneter Schlitze (S1) die Impulsbreite  $\Delta p_\mu$  des sekundären Myonenstrahls zu variieren.

Eine Optimierung des Moderationsprozesses und damit eine Maximierung der Anzahl niederenergetischer Myonen bestimmt die verwendete Impulsbrei-

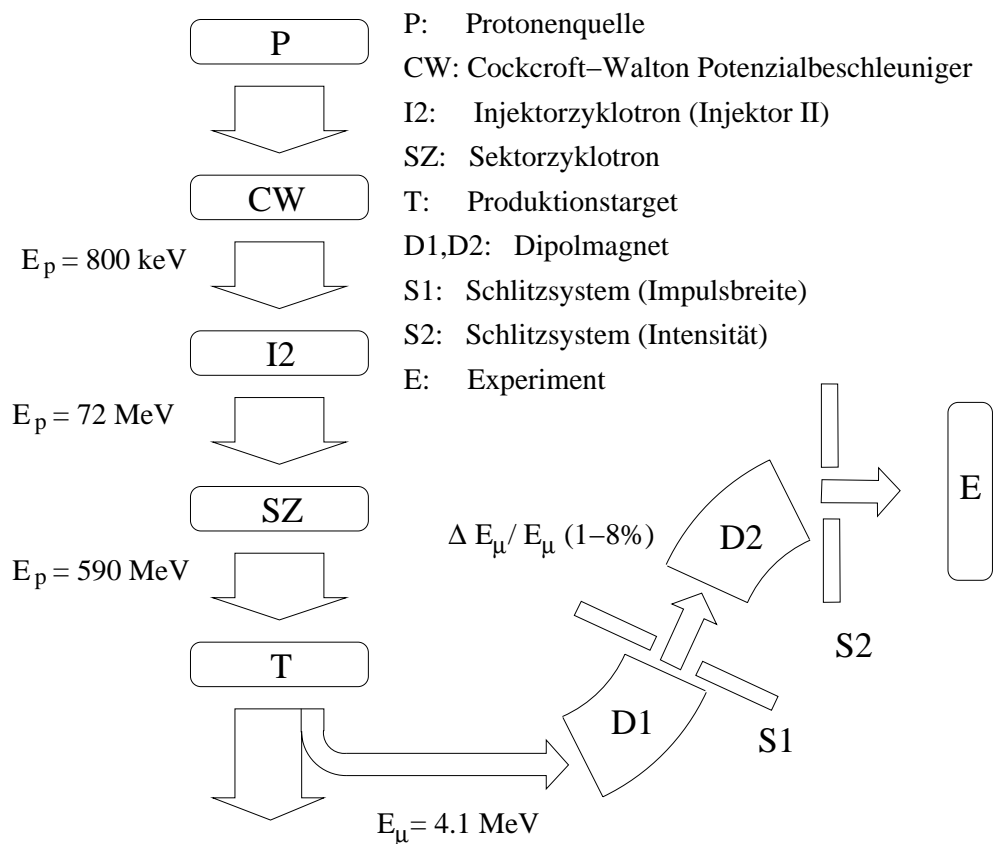


Abbildung 2.2: Prinzip der Erzeugung von MeV-Myonen an einem Oberflächenstrahl am Paul-Scherrer Institut. Abbildende Elemente sind nicht gezeichnet.

te. Ein Schlitzsystem (S2) unmittelbar nach dem zweiten Ablenkmagneten (D2) bestimmt die Intensität des sekundären Myonenstrahls.

Der letzte Schritt vor dem Eintritt in die  $LE\mu SR$ -Apparatur und der anschließenden Produktion niederenergetischer Myonen besteht in der Trennung von Myonen und Positronen gleichen Impulses mittels eines gekreuzten  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$ -Feldes (Separator).

Der aus der Sekundärbeamline austretende Myonenstrahl ist zu annähernd 100% spinpolarisiert.

### 2.1.2 Produktion eines Strahls niederenergetischer Myonen

Die am Paul Scherrer Institut benutzte Methode zur Produktion von niederenergetischen Myonen wird als Moderatormethode bezeichnet. Abbildung 2.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau der dazu verwendeten Apparatur [Mor99] [Mor97].

Nach dem letzten Element der Sekundärbeamline (SB) und dem Separator tritt der MeV-Myonenstrahl durch ein Titanfenster (TW) in die UHV-Kammer. Dabei wird er mittels einer Bleiblende (C) auf 40x40 mm kollimiert, bevor er auf das Moderationstarget (MT) trifft.

Dort verlieren die Myonen den Hauptteil ihrer kinetischen Energie durch inelastische Stossprozesse. Dabei besteht der Moderator im wesentlichen aus einer geeignet dicken Folie aus einem Material mit möglichst niedrigem Atomgewicht sowie einer kondensierten Schicht eines van-der-Waals gebundenen Gases. Die Dicke der Folie wird derart gewählt, dass die Myonen mit einer Energie von einigen keV aus dieser aus- und in die Schicht kondensierten Gases eintreten. In dieser Schicht verlieren die Myonen die restliche Energie bis hinab zu etwa 15 eV. Eine wesentliche Eigenschaft van-der-Waals gebundener Gase ist eine Energielücke in der Größenordnung von 10-15 eV. Haben die Myonen im Laufe der Moderation diesen Energiebereich erreicht, werden die Wechselwirkungsquerschnitte für inelastische Stoßprozesse sehr klein und das Myon diffundiert praktisch ohne weitere Energieverluste an die Oberfläche des Moderators. Dort wird es mit einer spezifischen Energie- und Winkelverteilung emittiert [Hof98].

Für das Trägermaterial muss eine hinreichend gute Wärmeleitfähigkeit gefordert werden, um die Kondensation des Moderationsgases sicherzustellen. Das gewählte Moderationsgas muss mehreren Anforderungen gerecht werden. Neben der intrinsischen hohen Moderationseffizienz des Materials ist eine möglichst hohe Siedetemperatur und Hochspannungsfestigkeit von Vorteil, um ein schnelles Verflüchtigen der Moderationsschicht sowie Überschlüge zu Hochspannung führenden Bauteilen in unmittelbarer Umgebung zu vermeiden. Zur Anwendung kommt dabei am PSI neben Stickstoff vor allem Argon und Neon.

Die Targethalterung wird von einem  $^4\text{He}$ -Flusskryostaten hinreichend gekühlt, um die Kondensation des verwendeten Moderationsgases zu gewährleisten.

Um eine schnelle Degradation der kryogenen Moderationsschicht durch Adsorbate und eine damit verbundene Abnahme der Moderationseffizienz zu vermeiden, ist die Verwendung von Ultrahochvakuum unumgänglich. Bei einem erreichbaren Basisdruck von  $5 \cdot 10^{-11}$  mbar ist eine hinreichend hohe

Moderationseffizienz für mehrere Tage gewährleistet.

Da Myonen mit einer Energie von einigen zehn keV keine konventionellen Kühltische, oder Kryostatenfenster mehr durchdringen können, ist der Moderationskryostat von zwei Kühltischen umgeben, die in Extraktionsrichtung offen sind (SH).

Um eine Erwärmung des Moderationstargets durch Wärmestrahlung weitestgehend zu vermeiden, sind alle weiteren Bauteile, die in dem durch die Austrittsfenster bestimmten Raumwinkel liegen, mit flüssigem Stickstoff gekühlt. In der frühen Phase der Entwicklung galt ein wesentliches Interesse der Untersuchung der Energie- sowie der Winkelverteilung der aus der Kryogasschicht austretenden epithermischen Myonen.

Die Austrittswinkel der epithermischen Myonen aus dem Moderationstarget wurde dabei als cosinusverteilt bestimmt [Hof98]. Aufgrund dieser Abweichung von einer gleichmäßig vorwärts gerichteten Emission konnte die Moderationseffizienz durch eine Strukturierung der Oberfläche des Moderationsträgers wesentlich erhöht werden [PMC<sup>+</sup>01].

Nach der Moderation bestehen die nächsten Schritte aus der Selektion der moderierten Myonen von den unvollständig moderierten MeV-Myonen, sowie der Transport der epithermischen Myonen an die Position der Probe (M2/SA).

In einem ersten Schritt werden die Myonen mittels eines Gittersystems vor der Moderatoroberfläche auf eine Energie von etwa 12-28 keV beschleunigt. Dies ist notwendig, um sicherzustellen, dass ein wesentlicher Anteil der Myonen im Rahmen der Myonenlebensdauer von  $2.2\,\mu\text{sec}$  bis zur Probe transportiert werden kann, bevor er zerfällt. Andererseits ist bei höheren Myonenenergien die Energieverbreiterung und der Energieverlust beim Durchgang durch die Kohlenstoffolie (DF) am Triggerdetektor minimiert [Hof98].

Zur Erzeugung eines Startsignals für die zeitdifferentielle  $\mu\text{SR}$  wird je nach Ausbaustand der Anlage mittels ein bzw. zwei elektrostatischen Einzellinsen (L1) ein Zwischenfokus am Ort der Triggerfolie (DF) erzeugt.

Um die moderierten Myonen von dem um den Faktor  $10^5$  größeren Anteil nicht vollständig moderierter Myonen zu trennen, wird der Myonenstrahl durch einen elektrostatischen Spiegel (M) - bestehend aus zwei Gitterebenen mit einem Potenzialunterschied entsprechend der Extraktionsspannung am Moderator - um  $90^\circ$  abgelenkt. Die nicht vollständig moderierten MeV-Myonen werden nicht abgelenkt und treffen auf einen Detektor (M1), der zu Strahlkontrollzwecken eingesetzt werden kann.

Nach dem Durchgang durch den Startdetektor werden die Myonen durch eine weitere elektrostatische Linse (L2) auf die Probe (SA) bzw. den ortsauflösenden Detektor (M2) fokussiert.

Durch die Wahl unterschiedlicher Extraktionsspannungen  $U_B$  am Moderati-

onstarget, kann die Implantationsenergie der Myonen variiert werden. Dabei muss der Energieverlust der Myonen beim Durchgang durch die Kohlenstofffolie des Triggerdetektors beachtet werden. Er liegt in der Regel je nach Dicke der Folie zwischen 0.5 und 2.5 keV. Die Abbildungseigenschaften der elektrostatischen Transportelemente skalieren mit der Energie der Myonen. Sei  $U_B$  die verwendete Extraktionsspannung, für die ein Satz optimaler Betriebsspannungen  $U_E$  an den Transportelementen gefunden wurde und  $U_{B,neu}$  die neue Beschleunigungsspannung am Moderator, dann berechnen sich die Spannungen  $U_{E,neu}$  für Elemente *vor* dem Triggerdetektor zu

$$U_{E,neu} = U_E \cdot \frac{U_{B,neu}}{U_B} \quad (2.2)$$

und entsprechend für Elemente *nach* der Folie

$$U_{E,neu} = U_E \cdot \frac{U_{B,neu} - E_{loss}(U_{B,neu})e^{-1}}{U_B - E_{loss}(U_B)e^{-1}} \quad (2.3)$$

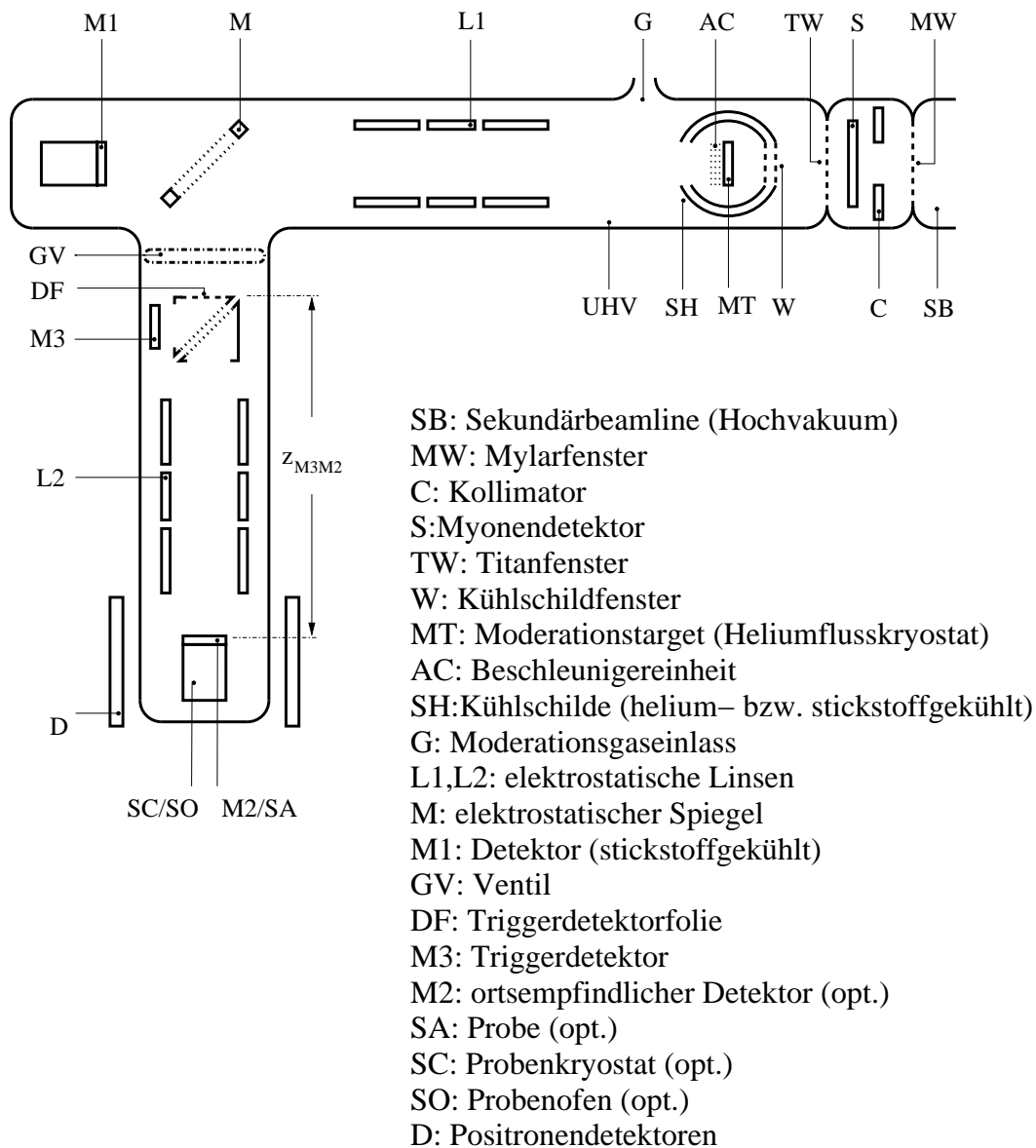


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der UHV-Anlage zur Erzeugung niederenergetischer Myonen am PSI





# Kapitel 3

## Implantation niederenergetischer Myonen in Materie

Im Gegensatz zur konventionellen  $\mu$ SR ist es bei der Durchführung von Experimenten mit niederenergetischen Myonen notwendig, detaillierte Kenntnisse über das Implantationsprofil des Myonenensembles zu Beginn der Messung, sowie gegebenenfalls über dessen zeitliche Entwicklung während der Messung zu haben. Der dabei in Betracht zu ziehende Zeitraum wird durch die Lebensdauer des Myons bestimmt und liegt üblicherweise bei etwa  $10\,\mu\text{s}$ .

Die für positive Myonen wesentlichen Energieverlustmechanismen in Festkörpern unterscheiden sich je nach betrachtetem Energieintervall [Mor99]. Ausgehend von Myonen mit einer Energie von einigen MeV sind inelastische Ionisationsprozesse dominierend. Ab einer Energie von einigen 10 keV treten Elektroneneinfang und -verlustprozesse in den Vordergrund. Dabei reduziert sich die Energie des positiven Myons bis hinab zu etwa 200 eV. In diesem Energiebereich liegen festkörperphysikalische Anregungen wie Plasmonen und Phononen, die das Myon letztendlich thermalisieren, d.h. seine Energie auf einige zehntel eV reduzieren.

Der Implantationsvorgang positiver Partikel kann nur unter bestimmten Voraussetzungen theoretisch beschrieben werden [Bal97]. Dabei wird im wesentlichen von der Annahme voneinander unabhängiger Paarstöße ausgegangen, d.h. aufeinanderfolgende Stöße zwischen dem Myon und einem Kristallatom sind vollkommen unkorreliert (Binary-Collision). Ausserdem wird das Myon als schnell im Vergleich zur Fermigeschwindigkeit der Elektronen der Kristallatome vorausgesetzt. Das heißt es werden lediglich inelastische Ionisationsprozesse betrachtet. Für Myonen gilt dies nur bis hinab zu Energien von etwa 10 keV.

Bei der Beschreibung der Implantation in komplexere Probensysteme wie Vielfachschichten aus unterschiedlichen Komponenten finden numerische Verfahren Anwendung. Beim Implantationsprozess spielen neben chemischen und atomphysikalischen Parametern des Targetmaterials der strukturelle Aufbau eine wesentliche Rolle. Amorphe und kristalline Materialien ergeben unterschiedliche Implantationsprofile bei sonst identischen Bedingungen, da bei kristallinem Material in der Regel zusätzliche Effekte wie Channeling berücksichtigt werden müssen. In poly- und nanokristallinem Material beeinflussen Korngrenzen in Form von Trappingeffekten die resultierende Stoppverteilung.

Bei der Verwendung von Vielfachschichtsystemen als Target wird eine theoretische Beschreibung durch Rückstreuung und Trapping an den Grenzschichten erschwert.

Für die Simulation positiver Partikel in amorphen Substanzen hat sich im wesentlichen der TRIM.SP-Code <sup>1</sup> etabliert [Eck91]. Dieses Programm findet auch im Rahmen dieser Arbeit bei der Simulation der resultierenden Implantationsprofile Anwendung.

Grundlegendes Modell ist das bereits erwähnte Binary-Collision-Modell. Für diese Art von (Zweikörper-)Stoßprozess gelten Impuls- und Energieerhaltung und bei gegebenen Stoßparametern kann die neue Flugbahn des Projektils analytisch berechnet werden. Die Dichte des Materials bestimmt die freie Flugbahn bis zum nächsten Zweikörperstoß.

Handelt es sich bei dem Stoß um einen inelastischen Prozess muss der Energieverlust des Projektils für jeden Stoß berechnet werden. Dies wird solange wiederholt, bis die kinetische Energie des Projektils unter eine festgelegte Grenzenergie fällt und der individuelle Implantationsprozess als abgeschlossen gilt.

Das dabei verwendete Coulombwechselwirkungspotenzial kann nach Molière [Mol47] beschrieben werden durch

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r} \Phi(\xi) \quad \xi = \frac{r}{a_F} \quad (3.1)$$

Die Größe  $a_F$  kennzeichnet dabei die Abschirmlänge nach Firsov und  $r$  ist der Abstand zwischen Projektil und Atomkern.

$$a_F = \frac{0,8853 \cdot a_B}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad a_B = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar}{me^2} \approx 0,53 \cdot 10^{-10} \text{m} \quad (3.2)$$

Das Potenzial des Kerns mit der Kernladungszahl  $Z$  wird durch die ihn umgebenden Elektronen abgeschirmt. Diese Veränderung gegenüber dem reinen

---

<sup>1</sup>W. Eckstein, Max Planck Institut für Plasmaphysik, Garching

Kernpotential wird bei der Berechnung des Energieverlustes durch die Abschirmfunktion  $\Phi$  berücksichtigt.

$$\Phi(\xi) = 0,35e^{-0,3\xi} + 0,55e^{1,2\xi} + 0,1e^{-6\xi} \quad (3.3)$$

Als ein Maß für die Wechselwirkung des Targetmaterials mit den Myonen wird der differentielle Energieverlust pro Wegstreckeneinheit eingeführt.

$$-\frac{dE}{dx} = S(E)n_0 \quad (3.4)$$

Man erkennt die Dichte  $n_0$  der Targetatome und die atomsortenspezifische Größe  $S(E)$ , die als effektive Stopping-Power bezeichnet wird und von der momentanen Energie des Projektils abhängt.

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Projektilenergie und dem Energieverlust kann durch empirische Ausdrücke angegeben werden [VB70][AZ77]. Dabei werden zwei Beiträge unterschieden. Im Hochenergiebereich wird die Stopping-Power beschrieben durch

$$S_h(E_\mu^*) = \frac{A_3}{E_\mu^*} \cdot \ln \left( 1 + \frac{A_4}{E_\mu^*} + A_5 E_\mu^* \right) \quad (3.5)$$

wobei eine entsprechend der Masse des Myons (in amu) skaliert Energie  $E_\mu^*$  eingeführt wird.

$$E_\mu^* = \frac{E_\mu}{m_\mu} \quad (3.6)$$

Ein entsprechender Ausdruck für den niederenergetischen Bereich unterhalb von 10 keV lautet

$$S_l(E_\mu^*) = A_2 \cdot (E_\mu^*)^{0.45} \quad (3.7)$$

Die Energieabhängigkeit des elektronischen Energieverlustes  $S_e$  kann mit den Ausdrücken 3.5 und 3.7 angegeben werden zu

$$S_e(E_\mu^*) = \frac{S_l \cdot S_h}{S_l + S_h} \quad (3.8)$$

Unterhalb einer Energie von 10 keV vereinfacht sich der Ausdruck für  $S_e$  entsprechend der Theorie des freien Elektronengases.

$$S_e(E_\mu^*) = A_1 \cdot \sqrt{(E_\mu^*)} \quad (3.9)$$

Die verwendeten Parameter  $A_1$  -  $A_5$  sind abhängig vom verwendeten Targetatom und werden experimentell durch Anpassung der Ausdrücke 3.8 und 3.9 an gemessene Energieverlustdaten bestimmt [BeaE93]. Da für Myonen

entsprechende Parameter nicht vorliegen, werden die im Zusammenhang mit der  $\text{LE}\mu\text{SR}$  benötigten Simulationen für ein Wasserstoffisotop mit einem Neuntel der Protonenmasse durchgeführt, was der Myonenmasse entspricht. Eine wesentliche Einschränkung bei der Verwendung dieser klassischen Beschreibung des Implantationsprozesses mit Hilfe des Binary-Collision Ansatzes ergibt sich bei niedrigen Energien, bei denen kollektive Anregungen einen wesentlichen Beitrag zu den Energieverlustmechanismen liefern.

# Kapitel 4

## Prinzip der (LE) $\mu$ SR - experimentelle Durchführung

Das negative Myon ( $\mu^-$ ) ist neben dem Elektron ( $e^-$ ) und dem negativen Tauon ( $\tau^-$ ) das dritte Elementarteilchen der Familie der Leptonen. Das positive Antiteilchen  $\mu^+$  ist Gegenstand der weiteren Betrachtungen <sup>1</sup>. Das positive Myon ist kein stabiles Teilchen und zerfällt mit der mittleren Lebensdauer  $\tau_\mu$  von etwa  $2.2\,\mu\text{s}$  vorwiegend gemäß Abbildung 4.1 <sup>2</sup>. Da es sich hierbei um einen Dreikörperzerfall handelt ist die Energie des Zerfallspositrons nicht eindeutig bestimmt. Werden die Neutrinos in jeweils entgegengesetzte Richtungen emittiert, so besitzt das Zerfallspositron aus Gründen der Energieerhaltung keine kinetische Energie. Dagegen kann eine maximale Positronenenergie ( $E_{max} = 52.3\,\text{MeV}$ ) beobachtet werden, wenn die Zerfallsrichtung der Neutrinos identisch ist. Die wesentliche Eigenschaft des Myons für die  $\mu$ SR-Anwendung ist die Richtungsanisotropie des Zerfalls aufgrund der Paritätsverletzung beim Zerfall mittels schwacher Wechselwirkung. Dabei wird das Zerfallspositron mit größerer Wahrscheinlichkeit in Richtung des Myonenspins zum Zeitpunkt des Zerfalls emittiert. Die Wahrscheinlichkeit ein Zerfallspositron in einem bestimmten Winkel  $\Theta$  in Bezug auf den Myonenspin mit einer bestimmten Energie  $\epsilon = E/E_{max}$  zu detektieren kann berechnet werden zu [Sch85]

$$d^2W = \frac{(3 - 2\epsilon)}{\tau_\mu} \cdot \epsilon^2 \left[ 1 + \frac{2\epsilon - 1}{3 - 2\epsilon} \cos \theta \right] d\epsilon d(\cos \theta) \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup>Viele der folgenden Ausführungen gelten analog auch für das negative Myon.

<sup>2</sup>Es existieren noch weitere Zerfallskanäle, die aber wegen ihrer geringen Wahrscheinlichkeit hier keine bedeutende Rolle spielen [Hea02]

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_{e^+} + \bar{\nu}_{\mu^+} \quad (4.1)$$

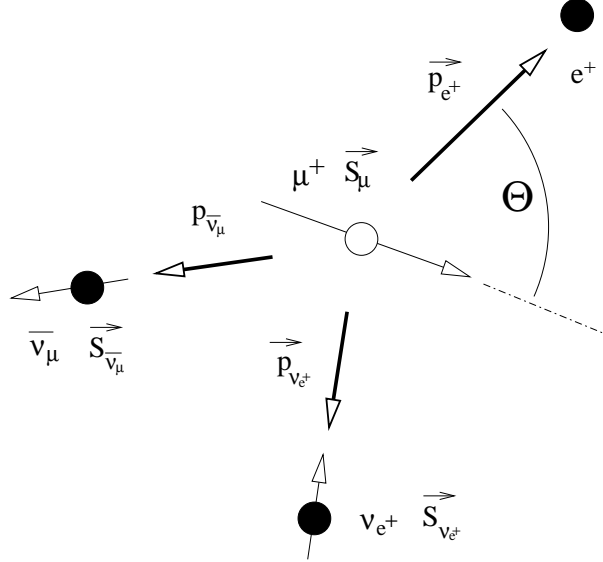


Abbildung 4.1: Schema des Myonenzerfalls im Ruhssystem des Myons

Durch Integration über alle Richtungen erhält man das Energiespektrum (Michelspektrum) der Zerfallspositronen zu

$$dW = \left[ \frac{2(3 - 2\epsilon)\epsilon^2}{\tau_\mu} \right] d\epsilon \quad (4.3)$$

Der Ausdruck

$$A_z(\epsilon) = \frac{2\epsilon - 1}{3 - 2\epsilon} \quad (4.4)$$

beschreibt die Energieabhängigkeit der Zerfallsasymmetrie  $A_z$ . Abbildung 4.2 zeigt das Energiespektrum und die Energieabhängigkeit der Asymmetrie beim Myonenzerfall. Zu erkennen ist dabei, dass die Zerfallsasymmetrie für  $\epsilon < 0.5$  negativ ist.

Eine Zerfallsasymmetrie von 100% kann beobachtet werden, wenn nur Positronen mit der maximalen Energie ( $\epsilon = 1$ ) detektiert werden.

Unter dem Akronym  $\mu\text{SR}$  werden verschiedene Methoden von  $\mu\text{SR}$ -Experimenten zusammengefasst, bei denen spinpolarisierte Myonen in die zu untersuchende Probe implantiert werden, und anschließend die zeitliche Entwicklung der mittleren Polarisation des Myonenensembles aufgrund der Wechselwirkung mit lokal herrschenden magnetischen Feldern beobachtet wird. Abbildung 4.3 zeigt den typischen Aufbau eines  $\text{LE}\mu\text{SR}$ -Experimentes.

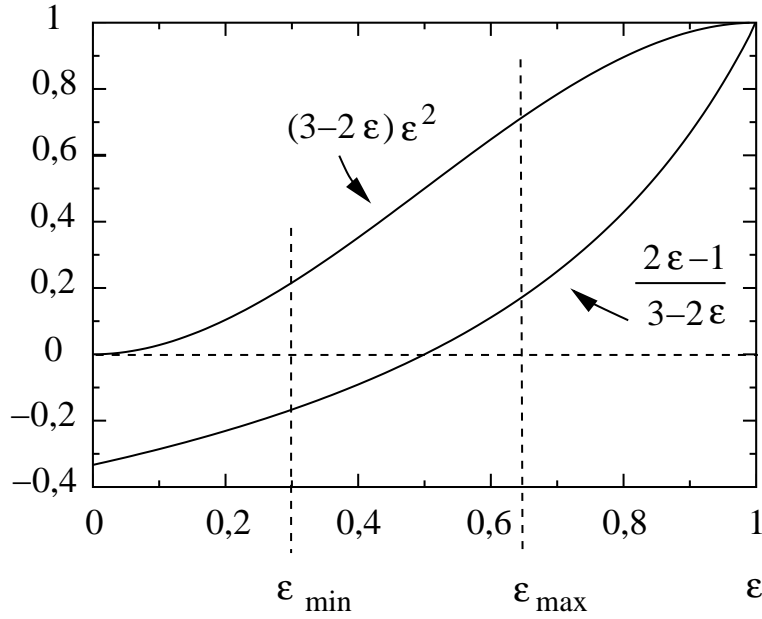


Abbildung 4.2: Positronenenergiespektrum (obere Kurve) und Asymmetrie beim Myonenzerfall (untere Kurve).

Dabei wird der Implantationszeitpunkt mit Hilfe des Startdetektors (M3) bestimmt (vgl. Kapitel 4.2 und 5.5). Nach der Implantation des Myons in die zu untersuchende Probe (P) zerfällt das Myon, und das Zerfallspositron wird detektiert (D) (vgl. Kapitel 4.3). Aufgrund des anisotropen Zerfalls gibt die Zeitspanne zwischen Implantation und Detektion des Positrons im Zusammenhang mit der Zerfallsrichtung Aufschluss über die Wechselwirkung des Myons in diesem Zeitraum. Hierbei ist es wesentlich, dass das Implantations-(Start) und das Zerfallssignal (Stop) korrelierte Ereignisse sind, d.h. von dem selben Myon erzeugt werden. Dies wird von der Messelektronik sichergestellt. Eine weitere wichtige Messgröße ist die Flugzeit der Myonen zwischen den Detektoren S1 und M3, sowie ggf. M3 und M2. Sie liefert Informationen über die kinetische Energie der Myonen. Flug- und Zerfallszeit werden für jedes Myon einzeln (eventorient) erfasst (vgl. Kapitel 4.4).

## 4.1 Ortsempfindlicher Detektor (M2)

Optional kann an der Probenposition ein ortsempfindlicher Detektor montiert werden. Die wesentlichen Bestandteile sind drei Mikro-Channel-Plates (MCP) [Wiz79], sowie eine sogenannte Wedge-Stripe-Z-Anode (WSZ), die die

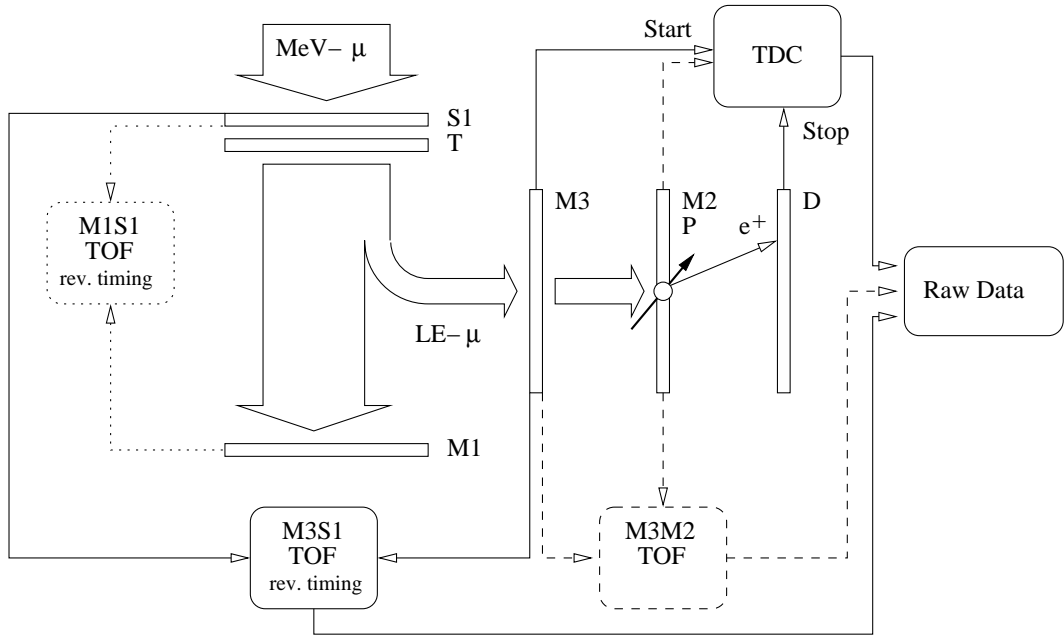


Abbildung 4.3: Prinzip eines  $\text{LE}\mu\text{SR}$ -Experimentes

Ortsauflösung ermöglicht. Der wesentliche Bestandteil eines MCPs ist eine von Kanälen durchzogene Glasplatte. Dabei haben die Kanäle einen Durchmesser von etwa  $10\,\mu\text{m}$  und sind mit einem geeigneten Material beschichtet. An der Ober- und Unterseite der Glasplatten befindet sich eine elektrisch leitende Metallschicht. Zwischen diesen beiden Metallschichten wird eine Spannung von einigen tausend Volt angelegt. Tritt ein zu detektierendes Teilchen in einen dieser Kanäle ein, so wird es in dem elektrischen Feld zwischen Ober- und Unterseite beschleunigt und erzeugt eine Vielzahl von Sekundärelektronen. Jeder einzelne Kanal des Mikro-Channel-Plate arbeitet sozusagen als Elektronenvervielfacher. Durch dieses Prinzip werden Verstärkungsfaktoren von bis zu  $10^6$  erreicht. Ein wesentlicher Vorteil bei der Verwendung von MCPs als Detektoren in der Atom- und Teilchenphysik liegt in der sehr hohen Zeitauflösung. Sie kann bis zu einer  $0,1\,\text{ps}$  betragen und ist damit höher als die typische Auflösung in einem  $\text{LE}\mu\text{SR}$ -Experiment, die bei etwa  $1\,\text{ns}$  liegt.

Üblicherweise werden mehrere derartige Elemente hintereinander angebracht, um den Effekt entsprechend zu verstärken. Abbildung 4.4 zeigt eine solche Anordnung. Die spezielle Strukturierung der Auffängeranode (WSZ-Anode) ermöglicht es, die Auftreffposition des Teilchens mit Hilfe der auf der jeweiligen Anodenkomponente deponierten Ladungsmenge  $Q_i$  mit  $i = w, s, z$



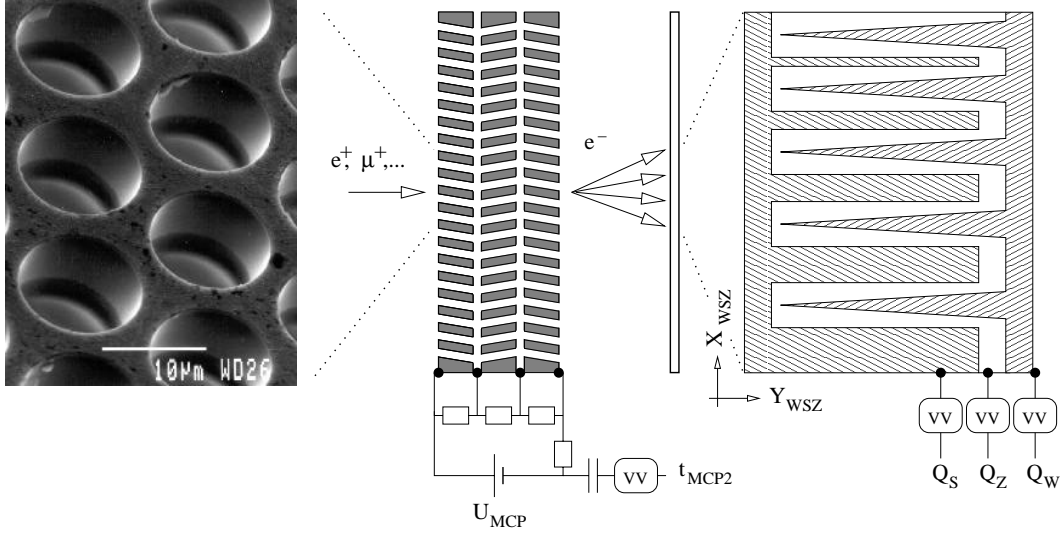


Abbildung 4.4: Aufbau des ortsauflösenden Detektors (M2) bestehend aus dem MCP-Detektor und einer WSZ-Anode.

zu bestimmen. Die Anode ist derart strukturiert, dass sich der Flächenanteil der Stripe-Komponente mit der  $X_{WSZ}$ -Koordinate und der Anteil der Wedge-Komponente mit der  $Y_{WSZ}$  ändert. Die Z-Komponente dient zur Normierung.

$$X_{WSZ} = \frac{f_S \cdot Q_S}{Q_W + Q_S + Q_Z}; Y_{WSZ} = \frac{f_W \cdot Q_W}{Q_W + Q_S + Q_Z}. \quad (4.5)$$

Um eine hinreichend genaue Ortsinformation zu bekommen, ist es im Allgemeinen notwendig, durch eine entsprechende Kalibration mit Hilfe einer Lochblende bekannter Geometrie das Bild des ortsauflösenden Detektors im Vorfeld der Messungen zu entzerren und die Faktoren  $f_S$  und  $f_W$  zu bestimmen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Mikro-Channel-Plate-Detektors ist im wesentlichen durch das Verhältnis zwischen Oberfläche und Lochfläche bestimmt. Laut Hersteller (Hamamatsu) beträgt dies 60%.

## 4.2 Triggerdetektor (M3)

Zur Durchführung zeitdifferentieller  $\mu$ SR-Messungen wird ein Startsignal benötigt, welches den Zeitpunkt der Implantation des niederenergetischen Myons anzeigt. Im Gegensatz zu gepulsten sekundären Myonenstrahlen benötigt man für Experimente am PSI mit seinem quasi-kontinuierlichen

Protonenstrom einen geeigneten Detektor, der die Eigenschaften des tertiären Strahls sowohl im Impulsraum, als auch im Ortsraum nicht wesentlich negativ beeinflusst.

Eine Möglichkeit besteht bei der Verwendung eines Sekundärelektronendetektors [MBH<sup>+</sup>96] (Abb. 4.5). Dabei passieren die Myonen eine dünne Kohlenstoffolie und erzeugen eine Reihe von Sekundärelektronen. Aufgrund der unterschiedlichen kinetischen Energie können diese Elektronen durch ein schwaches elektrostatisches Feld auf einen Detektor (MCP) gelenkt werden, ohne dass die Myonen wesentlich beeinflusst werden.

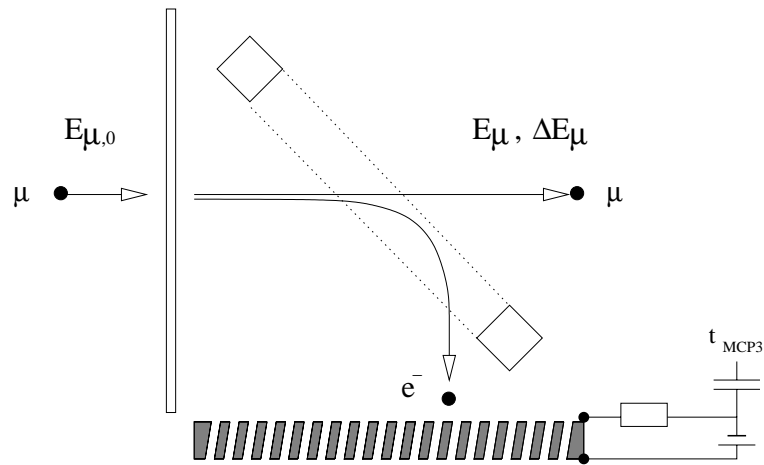


Abbildung 4.5: Prinzip des Triggerdetektors

Durch die Wechselwirkung mit der Kohlenstoffolie erfahren die Myonen einen Energieverlust  $E_{\mu,0} - E_{\mu}$  und eine Energieaufstreuung  $\Delta E_{\mu}$ . Diese hängen von der Dicke der verwendeten C-Folie ab und können experimentell aus Flugzeitmessungen im Vorfeld des LE $\mu$ SR-Experiments bestimmt werden.

### 4.3 Positronendetektoren (D)

Zur Detektion der Zerfallspositronen werden Szintillationsdetektoren verwendet [Kle92]. Um Untergrund durch zufällige Ereignisse zu minimieren, verwendet man sogenannte Teleskopaufbauten, wobei zwei Detektoren hintereinander geschaltet werden und nur dann ein *gültiges* Event detektieren, wenn beide Detektoren ein Signal gegeben haben.

Die Geometrie der Positronendetektoren bestimmt im wesentlichen den

Raumwinkel, in dem Zerfallspositronen detektiert werden. Je größer dieser Raumwinkel ist, umso größer ist die Nachweiswahrscheinlichkeit. Andererseits wird die maximal zu beobachtende Asymmetrie mit zunehmendem Raumwinkel immer kleiner. Sie verschwindet vollständig, wenn der Detektor einen Raumwinkel von  $4\pi$  umschließt. Abbildung 4.6 zeigt die für die Messungen in dieser Arbeit verwendete Detektorgeometrie. Zum Zeitpunkt der Implantation liegt die Polarisation der Myonen parallel zur x-Achse in Richtung des Left-Detektors, da bei der Ablenkung der Myonen durch den elektrostatischen Spiegel die Raumrichtung des magnetischen Moments unverändert bleibt und ihre Polarisation anfangs antiparallel zu ihrem Linearimpuls liegt (vgl. Abschnitt 2.1.2).

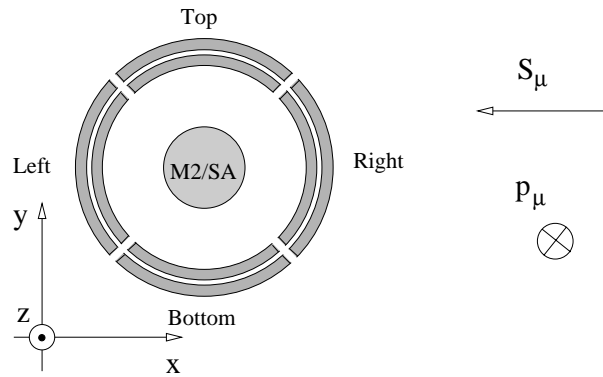


Abbildung 4.6: Verwendete Geometrie für die vier Positronendetektoren des Spektrometers

## 4.4 Eventorientierte Datenaufnahme

Im Gegensatz zur histogrammorientierten Datenerfassung der konventionellen  $\mu$ SR, bei der Informationen über Einzelevents verloren gehen, ist es bei der LE $\mu$ SR notwendig zur eventorientierten Datenaufnahme überzugehen. Bei dieser Art der Datenerfassung werden alle für ein einkommendes und gültig gestopptes Myonen interessierenden Messwerte, wie Flug- und Zerfallszeiten, einzeln gespeichert.

Der Vorteil dieser Art der Datenerfassung liegt in der Möglichkeit im Nachhinein bei der (Offline-) Analyse bestimmte Messgrößen logisch zu verknüpfen. So besteht die Möglichkeit nur solche Events in Zerfallsspektren (Histogramme) zu zählen, die bestimmte Bedingungen erfüllen, wie zum Beispiel innerhalb eines bestimmten Flugzeitintervalls zu liegen, und somit eine

bestimmte kinetische Energie (Energieintervall) zu haben. Im Zusammenhang mit einem ortsauflösenden Detektor an der Probenposition sind somit weiterhin Aussagen über Abhängigkeiten bestimmter Messgrößen, wie zum Beispiel der beobachteten Asymmetrie vom Implantationort des Myons auf der Probe, möglich.

Im folgenden sind die wesentlichen Eventinformationen, die zur Offline-Analyse herangezogen werden können, aufgelistet.

y	y-Position (M2)
x	x-Position (M2)
M3S1	Flugzeit zwischen S1 und M3 (reversed timing)
M3M2	Flugzeit zwischen M3 und M2 (real timing)
left	Zerfallszeitinformation ( $M3D_{\text{left}}$ ) (real timing)
top	Zerfallszeitinformation ( $M3D_{\text{top}}$ ) (real timing)
right	Zerfallszeitinformation ( $M3D_{\text{right}}$ ) (real timing)
bott	Zerfallszeitinformation ( $M3D_{\text{bottom}}$ ) (real timing)

Je nach Ausbaustand und verwendetem Setup sind nicht bei allen Messungen sämtliche aufgeführten Eventinformationen verfügbar.

Zur Handhabung der Datenfiles und zur Extraktion der Zerfallsspektren aus den Rohdaten wird das kommandozeilenorientierte Programm PAW (Physics Analysis Workstation) verwendet [CERb]. Die Auswertung der  $\mu$ SR-Datenfiles geschieht mittels an der Technischen Universität Braunschweig entwickelter Software (WKMFIT) <sup>3</sup> die bei der Anpassung von Theoriefunktionen an die aufgenommenen Zerfallsspektren im Zeitraum auf das Programmpaket MINUIT zurückgreift [CERa].

---

<sup>3</sup>H.-H. Klauf, W. Kopmann u.a, IMNF, TU Braunschweig

# Kapitel 5

## Analyse und Interpretation von (LE) $\mu$ SR-Spektren

### 5.1 Asymmetrie des Myonensignals

An dieser Stelle soll zunächst auf einige theoretische Grundlagen der  $\mu$ SR eingegangen werden, sofern dies für die weiteren Betrachtungen von Bedeutung ist. Eine eingehende Darstellung findet man z.B. in [Sch85].

Ein Rohspektrum aus einem  $\mu$ SR-Experiment kann allgemein durch folgenden Ausdruck beschrieben werden

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_\mu}\right) \cdot (1 + A(t)) + B \quad (5.1)$$

Dabei ist  $\tau_\mu$  die mittlere Lebensdauer der Myonen,  $B$  der Untergrund aus unkorrelierten Ereignissen und  $A(t)$  die sogenannte Asymmetrie. Die zeitabhängige Größe  $A(t)$  hängt von der normierten Polarisierung der Myonen  $P_\mu(t)$  und der Detektionsrichtung der Zerfallspositronen  $\Theta$  ab

$$A(t) = A_0 P(t) = A_0 \frac{|P_\mu(t)|}{P_\mu(0)} \cos(\Theta) \quad (5.2)$$

Weiterhin wird die beobachtbare Asymmetrie  $A_0$  bestimmt durch das Energieintervall der Zerfallspositronen und den Raumwinkel der Detektoren (vgl. Kapitel 4).

$$A_0 = A_\Omega A_\epsilon \quad (5.3)$$

Bei der Analyse von Zerfallsspektren wird häufig die reduzierte Asymmetrie verwendet. Dabei bildet man aus den Spektren zweier im Bezug auf die Probe

gegenüberliegenden Detektoren  $N_i$  und  $N_j$  den Ausdruck

$$A_{ij} = \frac{N_i - N_j}{N_i + N_j} \quad (5.4)$$

Für den Fall des in Kapitel 4.3 beschriebenen Detektoraufbaus sind die entsprechenden Detektorpaare *Left* und *Right* ( $A_{LR}$ ) bzw. *Top* und *Bottom* ( $A_{TB}$ ). Haben die Detektoren eines Paares eine unterschiedliche Detektionseffizienz so führt dies zu einer Verfälschung in der reduzierten Asymmetrie. Man führt deswegen die Größe  $\alpha$  ein, die experimentell bestimmt werden kann, und korrigiert Ausdruck 5.4 entsprechend

$$\alpha = \frac{N_{i0}}{N_{j0}} \quad (5.5)$$

Die zeitliche Abhängigkeit der Polarisationsfunktion  $P(t)$  beschreibt die Wechselwirkung der Myonen mit ihrer Umgebung. Das magnetische Feld am Myonenort  $\vec{B}_\mu$  setzt sich im allgemeinen Fall aus mehreren Beiträgen zusammen:

$$\vec{B}_\mu = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{dip} + \vec{B}_{fc} \quad (5.6)$$

Neben einem optionalen externen Feld  $\vec{B}_{ext}$  sind dabei die von magnetischen Momenten in der Umgebung des Myons erzeugten Dipolfelder  $\vec{B}_{dip}$ , sowie das Fermikontaktfeld  $\vec{B}_{fc}$  von Bedeutung.

Bei der theoretischen Beschreibung der Depolarisation der Myonen geht man von zwei Fällen aus. Die Detektionsrichtung soll in beiden Fällen als parallel zur Anfangspolarisation angenommen werden. Bei einem resultierenden Feld senkrecht zu  $\vec{P}_\mu(0)$  spricht man von Transversalfeldgeometrie (TF). Das Myon präzediert mit der Larmorfrequenz  $\vec{\omega}_\mu = \gamma_\mu \cdot \vec{B}_\mu$  und die Polarisationsfunktion lässt sich in diesem Fall schreiben als

$$P(t) = G_\perp(t) \cos(\omega_\mu t + \phi) \quad (5.7)$$

wobei die Größe  $G_\perp(t)$  als transversale Relaxationsfunktion eingeführt wird. Liegt ein resultierendes Feld am Myonenort parallel zur Anfangspolarisation spricht man von Longitudinalfeldgeometrie (LF) und der longitudinalen Relaxationsfunktion  $G_\parallel$

$$P(t) = G_\parallel(t) \quad (5.8)$$

Für eine beliebige Richtung des Magnetfeldes in Bezug auf die Anfangspolarisation erhält man Ausdrücke für die Komponenten des Polarisationsvektors in denen transversale und longitudinale Anteile miteinander vermischen (vgl. Anhang B).

Der zeitliche Verlauf der Relaxationsfunktionen enthält die physikalischen Informationen über die Wechselwirkung der Myonen mit ihrer Umgebung und ist bestimmt durch die Verteilung und die Dynamik magnetischer Felder am Myonenort.

So führt beispielsweise im Falle eines Transversalfeldexperimentes eine isotrope gaußförmige Verteilung der internen Felder zu einer ebenfalls gaußförmigen Relaxation des Rotationssignals mit einer Dämpfungsrate  $\Delta$ , entsprechend der Breite der Feldverteilung  $\Delta^2 = \gamma_\mu^2 \langle B_\mu^2 \rangle$ .

$$G_\perp(t) = \exp\left(-\frac{\Delta^2 t^2}{2}\right) \quad (5.9)$$

## 5.2 Geometrie von Probe und Detektorsystem

Die beobachtbare Asymmetrie  $A_0$  kann von der experimentellen Geometrie abhängen. Dabei spielt sowohl der Implantationsort relativ zu den Detektoren als auch die Detektorgeometrie eine Rolle. Ist die Probengröße bzw. die Größe des Strahlflecks am Probenort im Vergleich zum Detektorabstand nicht mehr zu vernachlässigen, muss die Asymmetrie für die einzelnen Positronendetektoren für jeden Ort auf der Probe bestimmt werden, um durch entsprechende Gewichtung mit dem Strahlprofil  $N_\mu(x, y, z)$  die beobachtbare Asymmetrie zu errechnen. Mit Hilfe des ortsauflösenden Detektors (M2) kann das Strahlprofil bestimmt werden. Dabei werden aus dem gesamten Datensatz nur die Ereignisse extrahiert, die in dem M3M2-Flugzeitfenster des Myonenpeak liegen und einen Eintrag in einem der Zerfallsspektren haben. Abbildung 5.1 zeigt einen typischen Strahlfleck für die in dieser Arbeit verwendeten LE $\mu$ SR-Messungen. Man erkennt Einträge über die gesamte Fläche des Detektors mit einem Durchmesser von etwa 4 cm. Die Konturen folgen Linien gleicher Kanaleinträge und sind äquidistant gewählt. Die Überhöhung am Rand des Detektors bei etwa 20 mm Radius ist messtechnisch bedingt und wird bei den weiteren Betrachtung nicht einbezogen.

Da die Detektorkoordinaten jedes Zerfallsereignisses bekannt sind, können Zerfallsspektren (M3D) für die vier Positronendetektoren extrahiert werden, die von Myonen stammen, die in einem bestimmten Ring- bzw. Kreisausschnitt der gesamten Detektorfläche implantiert wurden. In Abbildung 5.1 sind die gewählten Ausschnitte eingezeichnet. Die Breite der Ringe beträgt jeweils 3 mm. Abbildung 5.2 zeigt den Anteil der jeweils detektierten Zerfälle in den entsprechenden Ringgebieten (untere Kurve) bzw. Kreisscheiben (ober Kurve).

Die Messung wurde in einem externen Feld von 50 G durchgeführt und

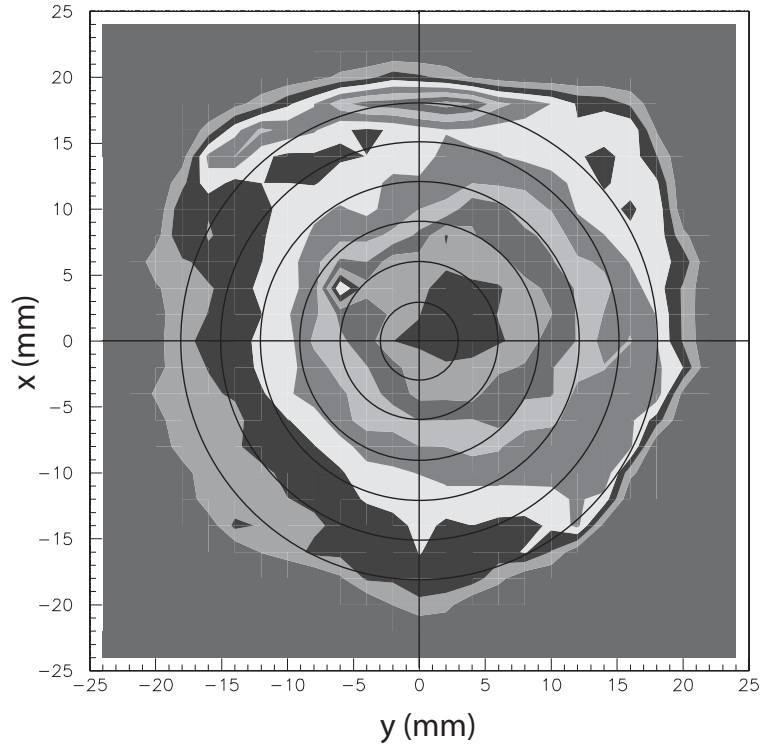


Abbildung 5.1: Strahlfleck

ermöglicht daher durch Anpassen der Zerfallsspektren an ein gaußförmig gedämpftes Rotationssignal die Bestimmung der beobachtbaren Asymmetrie. In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse für die Ring- (obere Kurve) bzw. Kreisgebiete (untere Kurve) aufgetragen. Im Rahmen der Fehler ist keine Ortsabhängigkeit der Asymmetrie bei einem maximalen Probendurchmesser von 40 mm zu erkennen. Für wesentlich größere Proben sollte allerdings aus Gründen des Detektorraumwinkels eine wesentliche Abnahme der Asymmetrie für grosse Abstände von der Stralachse beobachtet werden.

### 5.3 Energieunschärfe der implantierten Myonen

Im Gegensatz zur konventionellen  $\mu$ SR haben niederenergetische Myonen eine dem Moderations- und Transportprozess entsprechende intrinsische Breite in der Verteilung ihrer kinetischen Energie. Dies spiegelt sich in der Breite der



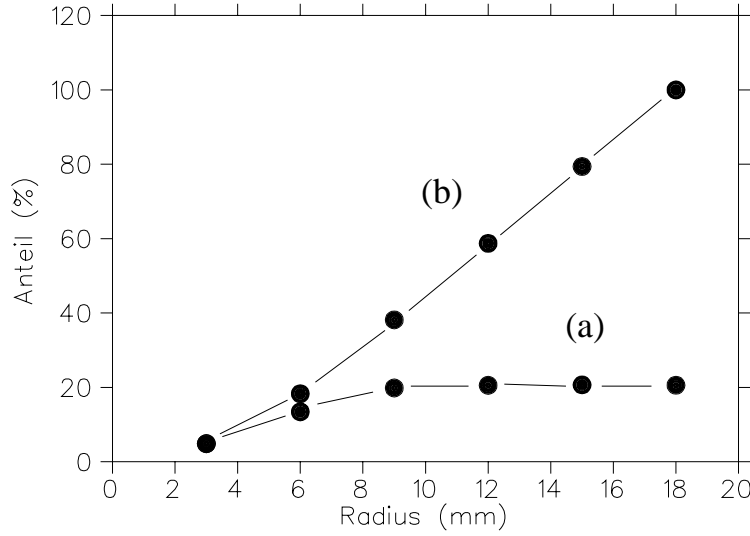


Abbildung 5.2: Myonenanzahl in dem gewählten Detektorausschnitt für ringförmige (a) und kreisförmige (b) Bereiche.

Flugzeitspektren (M3M2) wider. Beim Durchgang durch die Kohlenstoffolie des Triggerdetektors erfährt die Flugzeitverteilung des Myonenensembles eine weitere Verbreiterung[Hof98]. Der Einfluss dieser Verbreiterungen auf ein ungedämpftes Rotationssignal  $A(t)$  kann analytisch durch die Faltung dieses Signals mit einem verbreiterten Flugzeitprofil  $g(t)$  in Form einer Gaußverteilung mit der Breite  $\sigma$  genähert beschrieben werden.

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(i\omega t) \quad (5.10)$$

$$g(t') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t'}{\sigma}\right)^2\right) \quad (5.11)$$

Die Faltung wird beschrieben durch

$$A'(t) = (A * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t - t') \cdot g(t') dt' \quad (5.12)$$

Man erhält

$$A'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \cdot \exp(i\omega(t - t')) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t'}{\sigma}\right)^2\right) dt' \quad (5.13)$$

Es gilt <sup>1</sup>

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-p^2 x^2 - qx) dx = \exp\left(\frac{q^2}{4p^2}\right) \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{|p|} \quad (5.14)$$

---

<sup>1</sup>I.S.GradshTEyn, I.M. Ryzhik, A. Jeffrey: Table of Integrals, Series und Products

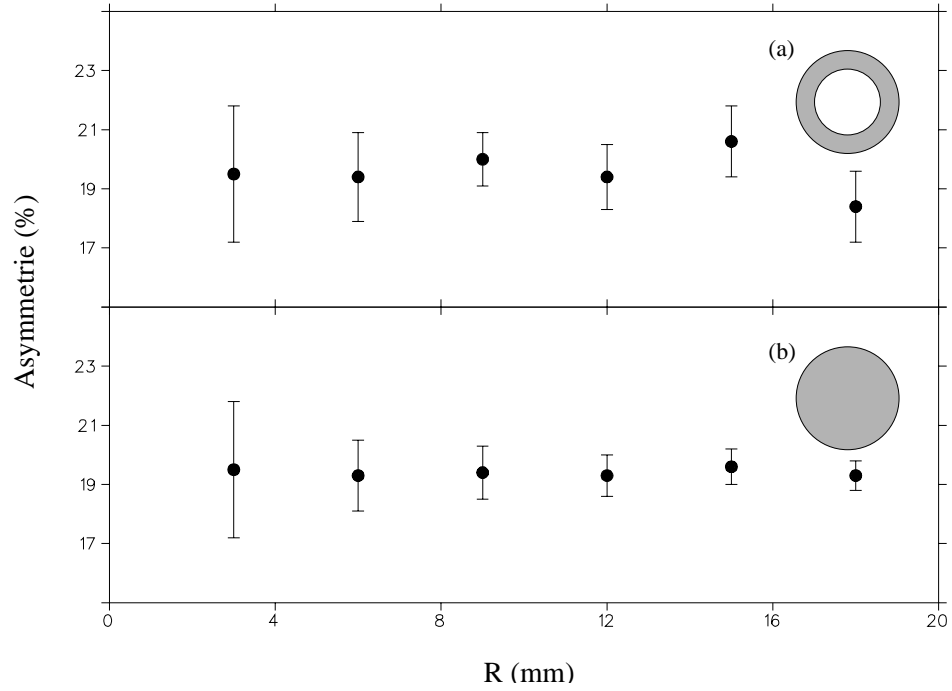


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Asymmetrie vom Implantationsort. Dabei werden Myonenzerfälle aus einem Ring mit einer Breite von 3 mm und einem Außenradius  $R$ , sowie Kreisscheiben mit einem Radius  $R$  betrachtet

Somit ergibt sich für das modifizierte Rotationssignal

$$A' = A_0 \cdot \exp(i\omega t) \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma^2}{2}\right) \quad (5.15)$$

Man erkennt, dass die Rotationsfrequenz des Signals unbeeinflusst bleibt. Die beobachtete Asymmetrie ist um einen Faktor reduziert, der vom Produkt  $\omega\sigma$  abhängt (vgl. Abbildung 5.4).

## 5.4 Myonenflugzeit

Die Flugzeit der Myonen  $t_{M3M2}$  zwischen Triggerdetektor (M3) und der Probenposition (M2) kann zur Bestimmung der kinetischen Energie der Myonen nach dem Durchgang durch den Kohlenstoffolie des Triggerdetektors herangezogen werden. Analog kann bei bekannter kinetischer Energie die Flugzeit der Myonen zum Beispiel zur Bestimmung des Implantationszeitpunktes  $t_0$  benutzt werden. Da die exakte Trajektorie der Myonen zwischen M3 und M2

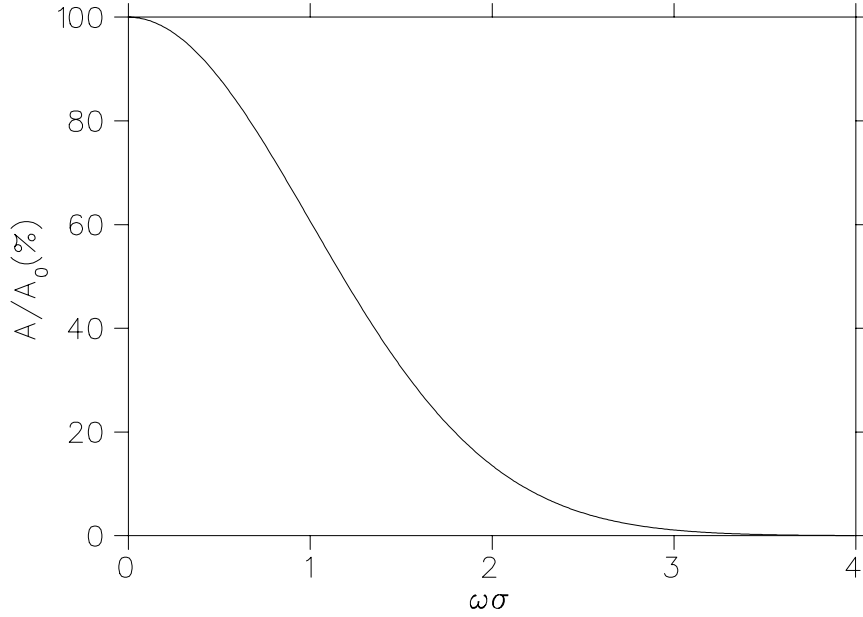


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der beobachtbaren Asymmetrie vom Produkt aus Rotationsfrequenz  $\omega$  und Breite der Flugzeitverteilung  $\sigma$

bzw. der Probe in der Regel unbekannt ist, müssen dabei gewisse Näherungen gemacht werden. Der Einsatz elektrostatischer optischer Elemente (Einzelinse) bedingt zusätzlich, dass die kinetische Energie der Myonen und damit ihre Geschwindigkeit ortsabhängig wird.

Die Geschwindigkeit von Myonen im Energiebereich einiger keV beträgt etwa 1-2% der Lichtgeschwindigkeit und rechtfertigt einen nichtrelativistischen Ansatz für die Flugzeit  $t_{M3M2}$

$$t_{M3M2} = \int_0^{z_0} \sqrt{\frac{m_\mu}{2E_\mu(z)}} dz, \quad (5.16)$$

In einer ersten Näherung ist die kinetische Energie der Myonen längs der Trajektorie konstant und die Flugbahn verläuft geradlinig zwischen M3 und M2. In diesen Fall entspricht die Flugstrecke  $z_0$  und die Flugzeit kann entsprechend angegeben werden zu

$$t_{M3M2} = \sqrt{\frac{m_\mu}{2E_\mu}} \cdot z_0 \quad (5.17)$$

Der Einfluss der Abweichung der Flugbahn von einem geradlinigen Verlauf kann durch die Annahme eines kreisförmigen Verlaufes vom Zentrum des

Triggerdetektors zum Zentrum des Detektors M2 betrachtet werden. Vorausgesetzt wird dabei, dass die Flugbahn innerhalb einer Ebene liegt, was bei der Verwendung rein elektrostatischer Transportelemente gewährleistet ist. Die maximale vertikale Auslenkung  $x_0$  ist dabei durch die Abmessungen der elektrostatischen Linse gegeben und resultiert in einer Flugstreckenlänge  $z_2$ . Die wahre Länge  $z_1$  liegt zwischen  $z_0$  und  $z_2$ . Abbildung 5.5 verdeutlicht die geometrischen Verhältnisse. Die Länge des Kreisbogens  $z_2$  ergibt sich zu

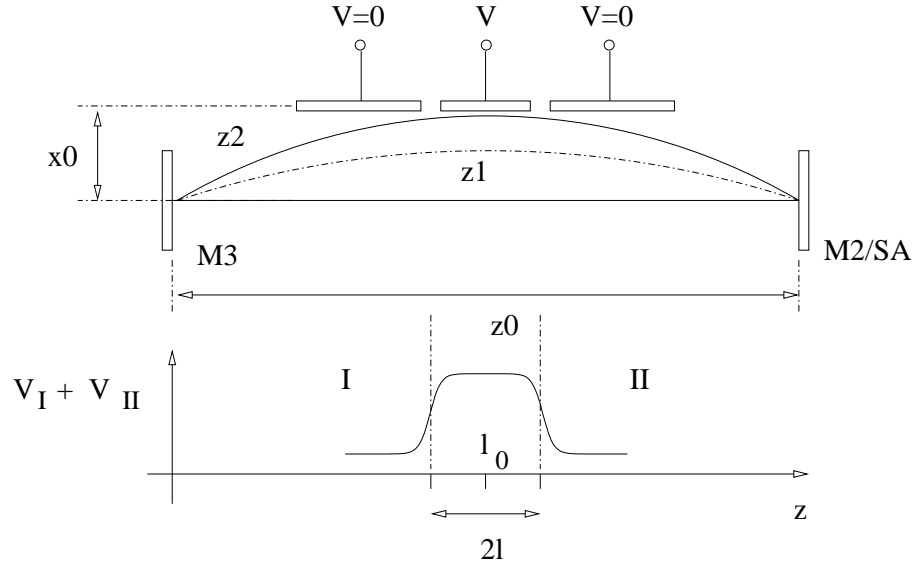


Abbildung 5.5: Näherungen der Flugstrecken bei der Energiebestimmung mittels Flugzeitmessung. Eingezeichnet sind eine gerade Flugbahn  $z_0$ , die im allgemeinen unbekannte tatsächliche Bahn  $z_1$ , sowie eine kreisförmig genäher- te Flugbahn  $z_2$ , deren maximale Abweichung  $x_0$  von der geraden Flugbahn durch die Geometrie der elektrostatischen Linse L2 bestimmt wird. Potenzi- alverlauf in einer Einzellinse.

$$z_2 = r \cdot \alpha = \left( \frac{z_0^2}{8x_0} + \frac{x_0}{2} \right) \cdot 4 \cdot \arctan \left( \frac{2x_0}{z_0} \right) \quad (5.18)$$

wobei  $r$  den Krümmungsradius und  $\alpha$  den entsprechenden Öffnungswinkel des Kreisbogens bezeichnet. Wird  $E_\mu$  hier wieder als konstant angenommen ergibt sich entsprechend

$$t_{M3M2} = \sqrt{\frac{m_\mu}{2E_\mu}} \cdot \left( \frac{z_0^2}{8x_0} + \frac{x_0}{2} \right) \cdot 4 \cdot \arctan \left( \frac{2x_0}{z_0} \right) \quad (5.19)$$

Ein Myon mit einer kinetischen Energie von 12.5 keV benötigt für eine Strecke von 0.835 m zwischen M3 und M2 auf einer geraden Flugbahn 181 nsec. Bei einer maximalen Auslenkung  $x_0$  von 6 cm ergibt sich nach 5.19 eine um etwa 3 ns längere Flugzeit.

Beim Durchflug der Myonen durch die elektrostatische Linse erfahren die Myonen im Zentrum der Linse eine Abbremsung. Das Potenzial einer Rohrlinse bestehend aus zwei röhrenförmigen Elektroden mit einem Innendurchmesser  $2x_0$ , deren Abstand voneinander klein gegenüber  $2x_0$  ist, kann genähert werden durch [Hin97]

$$V(s) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{V_1 - V_2}{2} \tanh \left( 2.64 \cdot \frac{s}{2x_0} \right) \quad (5.20)$$

wobei  $s = 0$  im Zentrum des Linsensystems liegt. Das Potenzial innerhalb einer Einzellinse kann beschrieben werden durch ein System zwei entgegengesetzt gepolter Rohrlinsen, wobei die erste und letzte Elektrode jeweils geerdet ist. Für die beiden einzelnen Rohrlinsen (Abschnitt I und II) ergeben sich somit folgende Potenzialverläufe.

$$V_I(z) = \frac{V}{2} - \frac{V}{2} \cdot \tanh \left( 2.64 \cdot \frac{z - (l - l_0)}{2x_0} \right) \quad (5.21)$$

$$V_{II}(z) = \frac{V}{2} + \frac{V}{2} \cdot \tanh \left( 2.64 \cdot \frac{z - (l + l_0)}{2x_0} \right) \quad (5.22)$$

In Abbildung 5.5 ist der Potenzialverlauf innerhalb einer Einzellinse verdeutlicht. Die Ortsabhängigkeit der kinetische Energie des Myons ergibt sich folglich zu

$$E_\mu(z) = E_{\mu,0} - V_I(z) - V_{II}(z) \quad (5.23)$$

Abbildung 5.6 zeigt den Zusammenhang zwischen der Flugzeit (TOF) des Myons und dessen Position ( $z$ ) beim Durchflug durch eine Einzellinse an der Position  $z = 0.1$  m. Der Flugzeitunterschied im Vergleich zu einem geradlinig fliegenden Myon beträgt bei einer Anfangsenergie von 12.5 keV und einer Spannung von 9.5 kV an der elektrostatischen Linse 8 ns.

## 5.5 Implantationszeitpunkt

Für die Interpretation von  $\mu$ SR-Zerfallsspektren ist es von wesentlicher Bedeutung, den exakten Implantationszeitpunkt zu kennen. Insbesondere bei schnellen Relaxationen oder Rotationen können Unsicherheiten in der Zeitnullpunktbestimmung eine wesentliche Fehlerquelle darstellen.

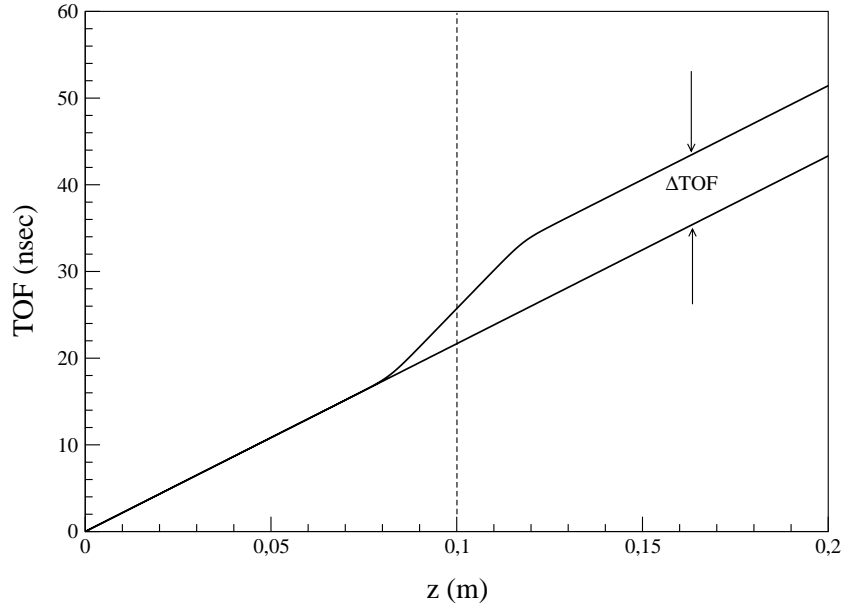


Abbildung 5.6: Flugzeitunterschied beim Durchflug durch eine elektrostatische Linse ( $E_\mu = 12.5$  keV,  $U = 9.5$  kV)

Die konventionelle  $\mu$ SR bedient sich dabei der Tatsache, dass die Sekundärbeamline relativistische Positronen mit dem passenden Impuls ebenfalls zum Myonencounter transportiert. Da diese Myonen praktisch prompt auch wieder ein Stoppsignal in einem der Positronendetektoren erzeugen, bildet sich zum Zeitpunkt des Eintreffens der Positronen ein deutlicher Peak, der sogenannte *prompte Positronenpeak*. (Der Zeitnullpunkt der Messung fällt aus messtechnischen Gründen meist nicht mit dem Kanal 0 des TDC zusammen.)

Bei der  $\mu$ SR mit niederenergetischen Myonen ist die Bestimmung des genauen Implantationszeitpunktes aufwändiger. Der wesentliche Unterschied besteht in der viel längeren Flugzeit der niederenergetischen Myonen vom (Start-) Triggerdetektor(M3) zur Probe (M2/S) ( $t_\mu$ ). Außerdem müssen die Positronenflugzeit zwischen Triggerdetektor und Probe ( $t_{e+}$ ), sowie die Flugzeit der Sekundärelektronen ( $t_{e-}$ ) im Triggerdetektor nach Auslösen durch ein Myon beachtet werden. Abbildung 5.7 skizziert die Vorgehensweise bei der Bestimmung des Implantationszeitpunktes mit Hilfe eines M3M2-Flugzeitspektrums. Dabei werden zwei voneinander unabhängige Prozesse betrachtet. Zum einen erzeugt ein Untergrundpositron ein Startsignal in MCP3 (2) und nach 3 ns Flugzeit ein entsprechendes Stoppsignal in M2 bzw. einem der Positronendetektoren (3,  $e_{mcp}^+$  bzw.  $e_{dec}^+$ ). Diese Ereignisse können im

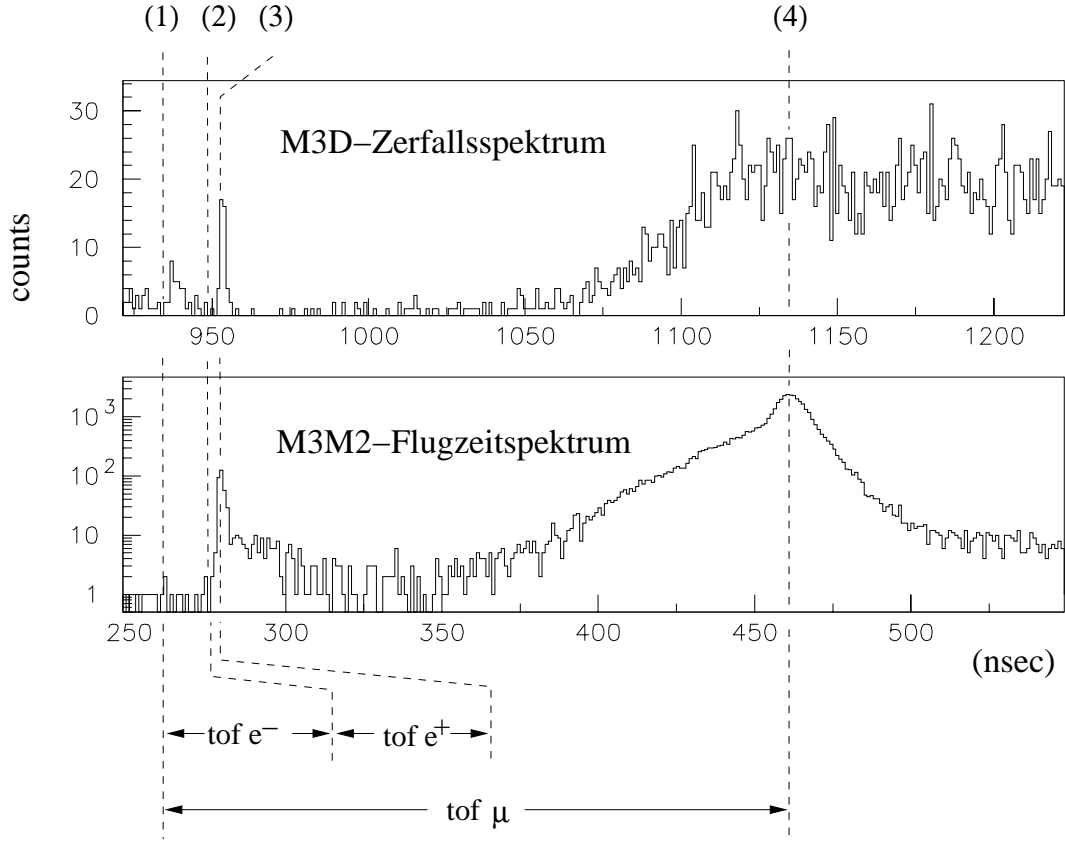


Abbildung 5.7: Bei Verwendung des Detektors M3 an der Probenposition kann mit Hilfe des Zerfallsspektrums (M3D) und des Flugzeitspektrums (M3M2) der Implantationszeitpunkt  $t_0$  bestimmt werden (vgl. Kapitel 5.5)

Flugzeitspektrum bzw im Zerfallsspektrum als sogenannter *Positronenpeak* identifiziert werden.

In einem zweiten Prozess produziert ein Myon in der Kohlenstoffolie Sekundärelektronen (1), die ein Startsignal am MCP des Detektors M3 erzeugen. Die zeitlich Verzögerung zwischen tatsächlichem Durchgang des Myons durch die Kohlenstoffolie und dem Startsignal beträgt 14 ns.

Für den tatsächlichen Implantationszeitpunkt  $t_0$  ( $4, \mu_{mcp}$ ) gilt nun

$$t_0 = e_{dec}^+ - t_{e^+} - t_{e^-} + t_\mu \quad (5.24)$$

Die Myonenflugzeit kann analog aus dem Flugzeitspektrum errechnet werden

$$t_\mu = \mu_{mcp} - e_{mcp}^+ + t_{e^+} + t_{e^-} \quad (5.25)$$

Dies ergibt für den Implantationszeitpunkt

$$t_0 = e_{dec}^+ + \mu_{mpc} - e_{mcp}^+ \quad (5.26)$$

Die Verwendung unterschiedlicher Implantationenergien während der LE $\mu$ SR-Versuchsführung bedingt unterschiedliche Einstellung am elektrostatischen Transportsystem. Die oben beschriebene Bestimmung von  $t_0$  wird für jedes dieser Transportsettings durchgeführt. Wird der Detektor an der Probenposition ausgebaut und durch eine zu untersuchende Probe ersetzt, besteht keine Möglichkeit mehr  $t_0$  auf die angegebene Art und Weise zu bestimmen. Sollte dies doch notwendig sein, so kann die Myonenflugzeit  $t_\mu$  entsprechend der abgeschätzten Myonenenergie berechnet werden und Gleichung 5.25 findet Anwendung. Je nach Anforderung an die Genauigkeit von  $t_0$  können die in Kapitel 5.4 angegebenen Näherungen verwendet werden. Der bei einer solchen Abschätzung des Implantationszeitpunktes gemachte Fehler  $\Delta t$  spiegelt sich in einem entsprechenden Fehler in den gemessenen Parametern der gesuchten Relaxationsfunktionen wider. Am Beispiel eines gaußförmig gedämpften Rotationssignals soll der Einfluss erläutert werden.

$$A(t) = A_0 \exp\left(i\omega t - \frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.27)$$

Ist der Startpunkt der Relaxation um  $\Delta t$  verschoben ergibt sich

$$A(t + \Delta t) = A_0 \exp\left(i\omega(t + \Delta t) - \frac{(t + \Delta t)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.28)$$

$$A(t + \Delta t) = A_0 \exp\left(i\omega t - \frac{t^2}{2\sigma^2} + \underbrace{i\omega\Delta t}_{(a)} - \underbrace{\frac{t\Delta t}{\sigma^2}}_{(b)} - \underbrace{\frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}}_{(c)}\right) \quad (5.29)$$

Man findet ein Rotationssignal, mit einer reduzierten Amplitude (c) und einer Phase (a) gegenüber dem tatsächlichen Signal. Die Dämpfung ist nicht mehr rein gaußförmig, sondern enthält durch die Wahl eines  $t_0$ , der vom tatsächlichen abweicht, einen exponentiellen Anteil (b).

Analog erhält man für ein exponentiell gedämpftes Rotationssignal

$$A(t) = A_0 \exp(i\omega t - \lambda t) \quad (5.30)$$

$$A(t + \Delta t) = A_0 \exp(i\omega t - \lambda t + \underbrace{i\omega\Delta t}_{(a)} - \underbrace{\lambda\Delta t}_{(c)}) \quad (5.31)$$



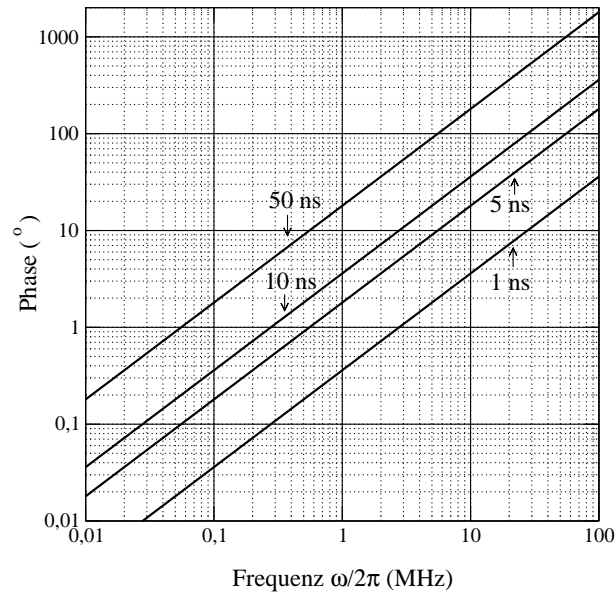


Abbildung 5.8: Phase des Rotationssignals bei falscher Wahl von  $t_0$  um  $\Delta t = 1, 5, 10$  und  $50$  ns

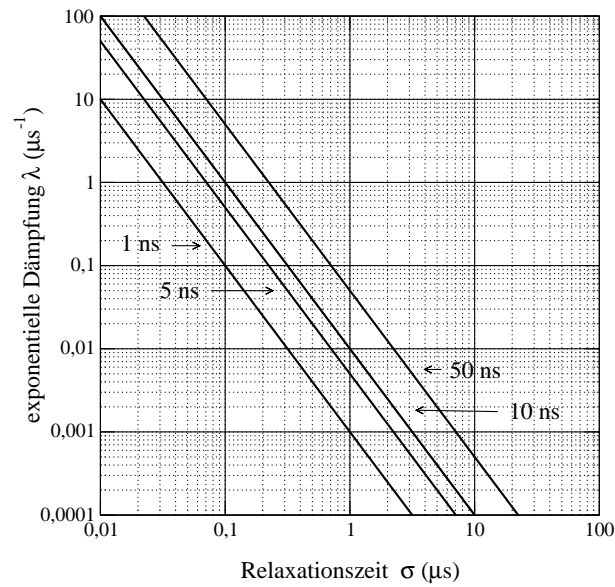


Abbildung 5.9: Zusätzliche exponentielle Dämpfung bei Verschiebung von  $t_0$  um  $\Delta t = 1, 5, 10$  und  $50$  ns.

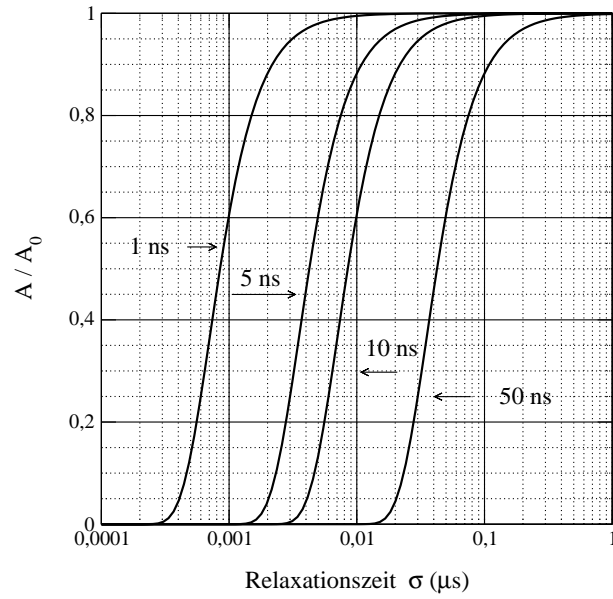


Abbildung 5.10: Verringerung der beobachteten Asymmetrie bei Verschiebung von  $t_0$  um  $\Delta t = 1, 5, 10, 50$  ns bei gaußförmiger Dämpfung.

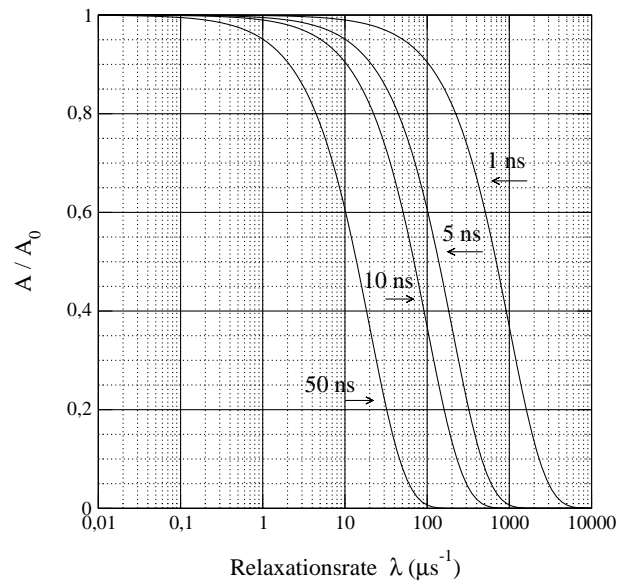


Abbildung 5.11: Verringerung der beobachteten Asymmetrie bei Verschiebung von  $t_0$  um  $\Delta t = 1, 5, 10, 50$  ns bei exponentielle Dämpfung.

## 5.6 Externe Magnetfelder

Wird für die Durchführung von  $\mu$ SR-Experimenten ein externes magnetisches Feld am Ort der Probe benötigt, so ist im Gegensatz zur konventionellen  $\mu$ SR bei der Spektroskopie mit niederenergetischen Myonen aufgrund der geringen Fluggeschwindigkeiten die Wechselwirkung des Myonenspins mit dem äußeren Feld vor der Implantation nicht zu vernachlässigen.

Abbildung 5.12 zeigt schematisch die im aktuellen Ausbaustand der Anlage am PSI vorliegende Geometrie. Zur Erzeugung von Transversalfeldern werden Luftspulen in Helmholtzanordnung verwendet (B1, B2). Um das Feld der Helmholtzspulen an einem beliebigen Ort (b) entlang einer axialen Myonenflugbahn zu kompensieren kann eine weitere Spule (B3) eingesetzt werden. Im Gegensatz zur konventionellen  $\mu$ SR ist der Myonenspin in dem am PSI

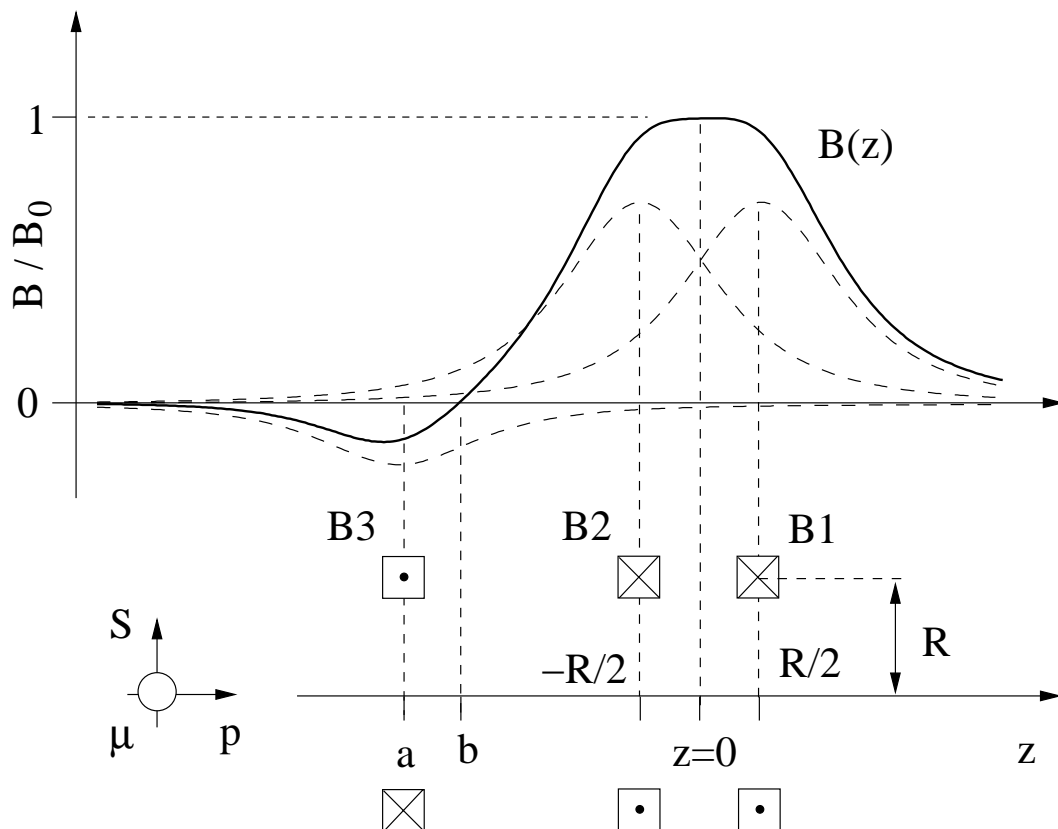


Abbildung 5.12: Magnetfeldgeometrie bei der Verwendung von Helmholtzspulen zur Erzeugung externer Magnetfelder am Probenort. Angenommen wird dabei eine axiale Flugbahn.

verwendeten LE $\mu$ SR-Spektrometer aufgrund der Ablenkung mittels elektrostatischer Felder senkrecht zur Flugrichtung orientiert. Dies bedeutet, dass ein Magnetfeld parallel zur Flugrichtung ein Transversalfeld darstellt und unter der Annahme einer axialen Flugbahn keine Lorentzkräfte  $F_L$  auftreten, da

$$\vec{F}_L = e \cdot \vec{v}_\mu \times \vec{B}_{ext} \quad (5.32)$$

Für die axiale Ortsabhängigkeit des durch die dargestellte Anordnung erzeugten Magnetfeldes  $B(z)$  erhält man

$$B(z) = \frac{\mu_0 I R^2}{2} \left[ \left( \frac{1}{[(R+z)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} \right) + \left( \frac{1}{[(-R+z)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} \right) \right] - \frac{\mu_0 I_K R_K^2}{2} \left( \frac{1}{[(a+z)^2 + R_K^2]^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (5.33)$$

Dabei stellen  $R$  und  $I$  den Radius bzw. den Strom durch die Helmholtzspulen dar.  $R_K$  und  $I_K$  sind die entsprechenden Größen für die Kompensationsspule. Unter der Annahme einer geradlinigen axialen Flugbahn und der damit verbundenen Beziehung

$$t = z \sqrt{\frac{m_\mu}{2E_\mu}} \quad (5.34)$$

kann durch entsprechende Integration von

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{d\phi}{dt} \frac{dt}{dz} = \sqrt{\frac{m_\mu}{2E_\mu}} \cdot \gamma_\mu B(z) \quad (5.35)$$

die Ortsabhängigkeit des Präzessionswinkels  $\phi$  bestimmt werden. Abbildung 5.13 zeigt die berechneten Anfangsphasen für ein externes Feld von 50 G in Abhängigkeit von der Implantationsenergie.

## 5.7 Untergrundsignal durch zu kleine Proben

Bei der Verwendung von kleinen Proben in Bezug auf die Strahlfleckgröße oder bei einer besonders schlechten Fokussierung - zum Beispiel beim Ausfall eines der Strahlführungselemente - werden nicht alle Myonen in der Probe implantiert sondern treffen Elemente des Probenhalters oder das Strahlrohr. Durch Messungen mit Berücksichtigung der Flugzeitinformation M3M2 zwischen Trigger- und MCP- Detektor am Probenort kann der Signalanteil derjenigen Myonen bestimmt werden, die die Probe (M2/SA) verfehlen. Dabei

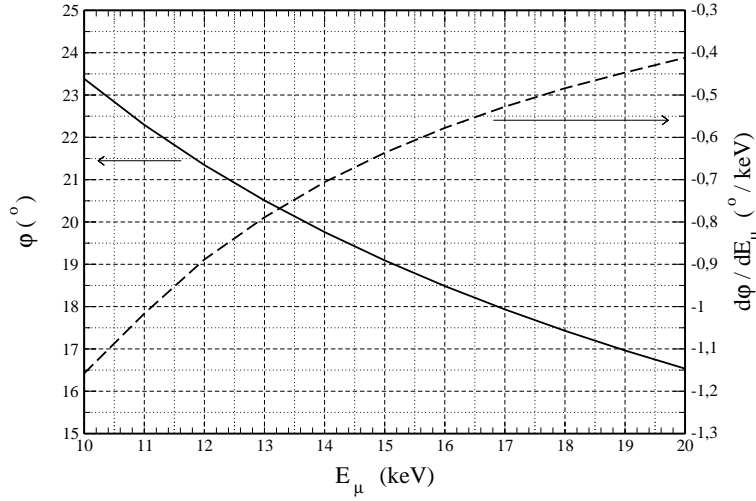


Abbildung 5.13: Anfangsphase für 50 G TF in Abhängigkeit von der Implantationsenergie bei Annahme einer axialen Myonenflugbahn

muss die begrenzte Nachweiseffizienz aller beteiligten Detektoren beachtet werden. In Abbildung 5.14 ist die Situation schematisch skizziert. Betrachtet werden  $N$  einkommende Myonen. Die Gesamtanzahl  $N_0$  derjenigen Myonen, die in Flugzeit- bzw. Zerfallsspektren detektiert werden ist durch die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{M3}$  des Triggerdetektors (M3) gegeben.

$$N_0 = N \cdot \epsilon_{M3} \quad (5.36)$$

Der Anteil durch M3 nicht nachgewiesener Myonen  $N(1 - \epsilon_{M3})$  können allerdings ein Stoppsignal und damit Untergrund erzeugen, da dann Start- und Stoppsignal nicht miteinander korreliert sind.

$N_0$  teilt sich in drei Anteile. Dabei kennzeichnet  $N_3$  Myonen, die den MCP-Detektor verfehlen und kein Stoppsignal erzeugen ( $M3M2 = 0$ ). Myonen, die zwar den Detektor treffen, aber kein Signal erzeugen werden mit  $N_2$  bezeichnet ( $M3M2 = 0$ ). Die Anzahl Myonen, die das MCP treffen und ein Signal erzeugen ist dabei  $N_1$  ( $M3M2 > 0$ ). Der Zusammenhang zwischen  $N_1$  und  $N_2$  ist in erster Näherung durch die Effizienz des MCP-Detektors  $\epsilon_{M2}$  gegeben.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\epsilon_{M2}}{(1 - \epsilon_{M2})} \quad (5.37)$$

Die Anzahl der Einträge in den Zerfallsspektren (M3D) unter der Bedingung  $M3M2 > 0$  ist bei Beachtung der Positronendetektoreffizienz  $\epsilon_D$  gegeben durch:

$$N_M = N_1 \cdot \epsilon_D(x, y, z = 0) \quad (5.38)$$

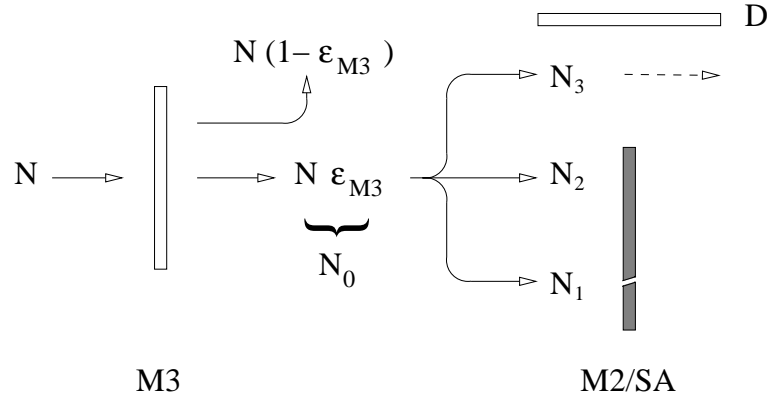


Abbildung 5.14: Implantation in eine kleine Probe

Analog erhält man für die Einträge im Untergrund ( $M3M2 = 0$ ):

$$N_B = N_2 \cdot \epsilon_D(x, y, z = 0) + N_3 \cdot \epsilon_D(x, y, z) \quad (5.39)$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen kann die Anzahl der Myonen, die den MCP-Detektor verfehlen angegeben werden zu

$$N_3 = \left( N_B - N_M \left( \frac{1}{\epsilon_{M2} - 1} \right) \right) \cdot \frac{1}{\epsilon_D(x, y, z)} \quad (5.40)$$

## Kapitel 6

# Messungen zur Implantation von niederenergetischen Myonen

Für die Planung, Durchführung und Interpretation von  $LE\mu SR$ -Experimenten an dünnen Schichten und Multilayern ist die Kenntnis des Implantationsprofils im Bezug auf die laterale Strukturierung der Probe notwendig. Unter Zuhilfenahme von Energieverlustdaten können solche Profile durch Verwendung von geeigneten Monte-Carlo-Programmen simuliert werden (TRIM.SP) [Eck91].

Gegenstand der folgenden Experimente ist es, die Eignung dieser Programme für die Simulation der Implantation niederenergetischer Myonen in Materie, zu untersuchen. Insbesondere müssen die Energieverlustrechnungen mit skalierten Protonendaten durchgeführt werden, da für Myonen mit  $\frac{1}{9}m_p$  keine experimentellen Energieverlustdaten vorliegen (vgl. Kapitel 3).

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zur Implantation niederenergetischer Myonen stammen aus frühen Experimenten, bei denen aus Gründen der Strahlführung ein Teil der Myonen die Probe verfehlen, Teile des Spektrometers in unmittelbarer Umgebung der Probe treffen und somit ein zusätzliches - nicht mit der Probe in Zusammenhang stehendes Signal - erzeugen. Bei weiterführenden Versuchen zur Thematik der Implantation konnte dieser Untergrund aufgrund apparativer Weiterentwicklungen wesentlich reduziert werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden in [MGP<sup>+</sup>02] veröffentlicht und stehen nicht im Widerspruch mit den hier vorgestellten Ergebnissen.

## 6.1 Verwendete Methode und Versuchsaufbau

Bei der Implantation von positiven Myonen in Quarz bilden diese mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit Myonium [Sch85]. Als Myonium bezeichnet man den gebundenen Zustand zwischen einem positiven Myon und einem Elektron. Auch im so genannten diamagnetischen Zustand des Myons, wie er z.B. in metallischen Systemen gefunden wird, gibt es solche gebundenen Zustände, die allerdings einer sehr starken zeitlichen Fluktuation unterliegen und das Myon somit als scheinbar frei erscheinen lassen.

Als Probe wird eine 50 nm Cu-Schicht auf einem Quarzsubstrat verwendet. Bei der Implantation stoppt nun abhängig von der Extraktionsenergie  $U_B$ , die zwischen 10 und 18 keV variiert wird, ein Teil der Myonen im Kupfer und zeigt diamagnetisches Verhalten. Ein anderer Teil stoppt im Quarz und bildet dort zum überwiegenden Teil Myonium. Mit einem kleinen transversalen Feld können diese beiden Anteile gut unterschieden werden, da Myonium ein um den Faktor hundert größeres gyromagnetisches Verhältnis hat und somit mit einer hundertfach höheren Frequenz in einem lokalen Feld präzediert. Abbildung 6.1 zeigt das Prinzip und die geometrischen Verhältnisse.

Vergleichsmessungen wurden an einer 150 nm dicken Kupferschicht gemacht,

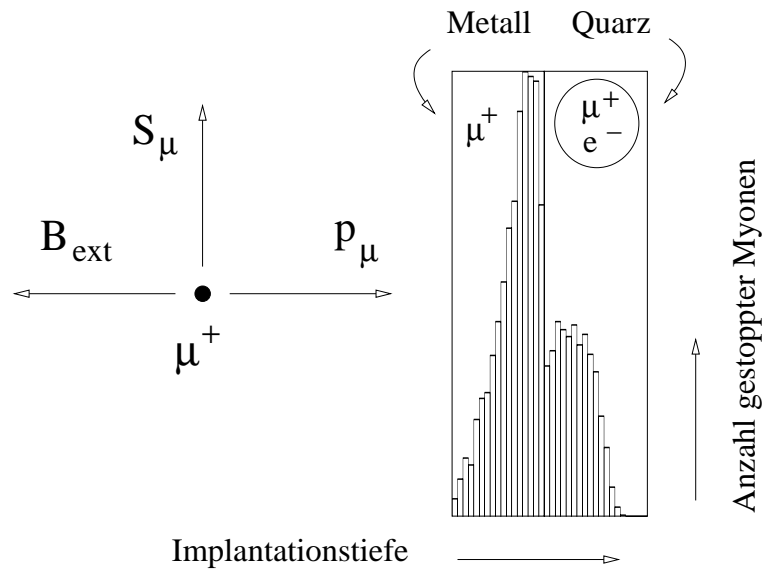


Abbildung 6.1: Prinzip und Geometrie bei Untersuchungen zur Implantation niederenergetischer Myonen



wobei alle Myonen, die die Probe treffen, im Kupfer implantiert werden. Es wird kein Signal vom Myonium erwartet. Als weitere Referenz wurde ein unbeschichtetes Quarzsubstrat verwendet. Das beobachtete Myonsignal gliedert sich nun in einen Anteil, der die Probe verfehlt, und den Anteil diamagnetischer Myonen im Quarz.

## 6.2 Probencharakterisierung

Der Anteil der  $\mu^+$ -Bildung in Quarz hängt von dem Reinheitsgrad des Materials ab und sollte möglichst gering sein. Aus diesem Grund wurde ein synthetischer hochreiner Quarz (SUPRASIL<sup>®</sup>) verwendet. Der  $\mu^+$ -Anteil wurde im Vorfeld der  $\text{LE}\mu^+\text{SR}$ -Experimente durch Transversalfeldmessungen an einem Standardspektrometer für Oberflächenmyonen (GPS) zu etwa 10% bestimmt. Dabei wurden Messungen bei einem externen Feld von 50 bzw. 5 G durchgeführt, um den  $\mu^+$ - bzw. Myoniumanteil des resultierenden Signals bestimmen zu können.

Für die Analyse und Interpretation der Versuchsergebnisse ist die Kenntnis der Flächenbelegungsdichte  $\rho \cdot d$  notwendig. Sie wurde für eine Probe mit einer Nominaldicke von 50 nm mit Hilfe von Rutherford Backscattering (RBS) zu  $4,1 \pm 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^{-2}$  ( $3,9 \pm 0,2 \cdot 10^{17} \text{ Atome/cm}^{-2}$ ) bestimmt<sup>1</sup>.

Unter der Annahme einer Dichte der Kupferschicht von  $\rho_{Cu} = 8.95 \text{ g/cm}^{-3}$  ergibt sich eine gemessene Schichtdicke von  $d_{Cu} = 46 \pm 2 \text{ nm}$ . Eine mechanisch durchgeführte Dickenmessung<sup>2</sup> zu Kontrollzwecken ergab eine Dicke von  $d_{Cu} = 52,9 \pm 0,7 \text{ nm}$ , was im Rahmen der angegebenen Fehler nicht mit den RBS-Messungen übereinstimmt und mit einer Abweichung der Schichtdicke vom verwendeten Bulkwert zu erklären ist. Unter der Annahme der nominellen Schichtdicke von 50 nm ergibt sich eine Dichte von  $\rho_{Cu}^* = 8,2 \pm 0,4 \text{ g/cm}^{-3}$ . Die Abweichung zum Literaturwert beträgt etwa 10% und lässt sich durch die nanokristalline Struktur der Kupferschichten interpretieren.

Für den Implantationsprozess und die damit verbundenen Simulationen im Rahmen der Versuchsauswertung ist lediglich das Produkt aus Dicke  $d$  und Dichte  $\rho$  von Bedeutung. Damit hat der Unterschied zwischen der aus der RBS-Messung abgeleiteten und der direkt bestimmten Dicke keinerlei Bedeutung für die weiteren Betrachtungen.

---

<sup>1</sup>M. Döbeli, ETH, Zürich

<sup>2</sup>M. Horisberger, PSI, Villigen

### 6.3 LE $\mu$ SR-Messungen

Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen ein typisches Spektrum bei 5G. Man erkennt den diamagnetischen  $\mu^+$ -Anteil mit einer Rotationsfrequenz von etwa 0.7 MHz und den Myoniumanteil, welcher mit etwa 70 MHz rotiert.

Für unterschiedliche Myonenimplantationsenergien  $E_\mu$  wurde jeweils die

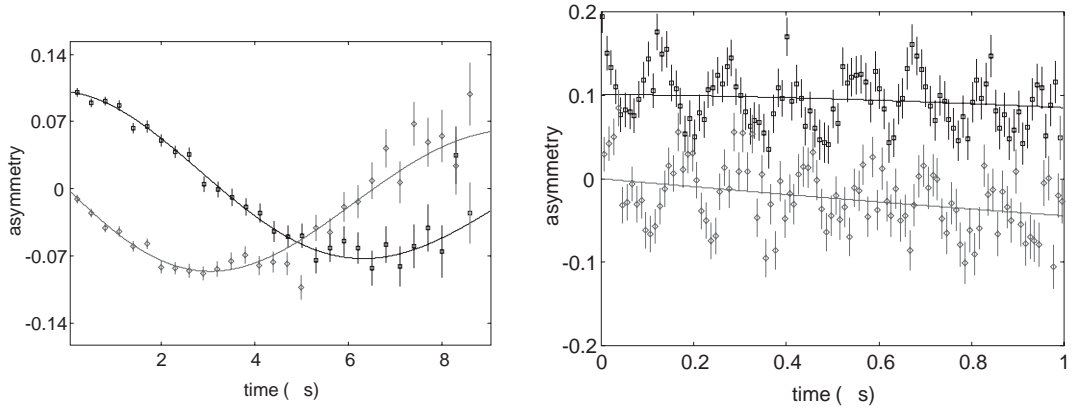


Abbildung 6.2: Myonsignal bei 5 G TF      Abbildung 6.3: Myoniumsignal bei 5 G TF

Asymmetrie im Zerfallssignal für das diamagnetische Myon bestimmt. Abbildung 6.4 zeigt die gewonnenen Ergebnisse. Für die Extraktionsspannungen  $U_B = 10$  und  $13.5$  kV fehlen entsprechende Messungen an der Cu(150 nm)SiO<sub>2</sub>-Probe. Für die weiteren Betrachtungen wurden diese Werte mit Hilfe einer linearen Anpassung an die vorhandenen Daten extra- bzw. interpoliert. Im Falle der Cu(150 nm)SiO<sub>2</sub>-Probe ( $A_{Cu,150nm}$ ) ist die zu erwartende Asymmetrie am größten, entsprechend beim reinen Quarzsubstrat ( $A_{SiO_2}$ ) am kleinsten. Auffällig ist, dass für die Probe Cu(150 nm)SiO<sub>2</sub>, bei der keine Myonen im Quarz stoppen, die Asymmetrie des  $\mu^+$ -Signals mit zunehmender Beschleunigungsspannung variiert. Ursache hierfür können zum Beispiel Myonen sein, die die Probe verfehlen und daher ein Untergrundsignal mit einer geringeren Asymmetrie liefern.

Der Anteil in der Kupferschicht gestoppter Myonen ergibt sich zu

$$F = \frac{A_{Cu,50nm} - A_{SiO_2}}{A_{Cu,150nm} - A_{SiO_2}} \quad (6.1)$$

wobei  $A_{Cu,50nm}$  entsprechend die gemessene Asymmetrie bei der Cu(50 nm)SiO<sub>2</sub>-Probe angibt. In Abbildung 6.5 sind die experimentell gefundenen Werte für  $F$  und die simulierten Kurvenverläufe dargestellt, wobei

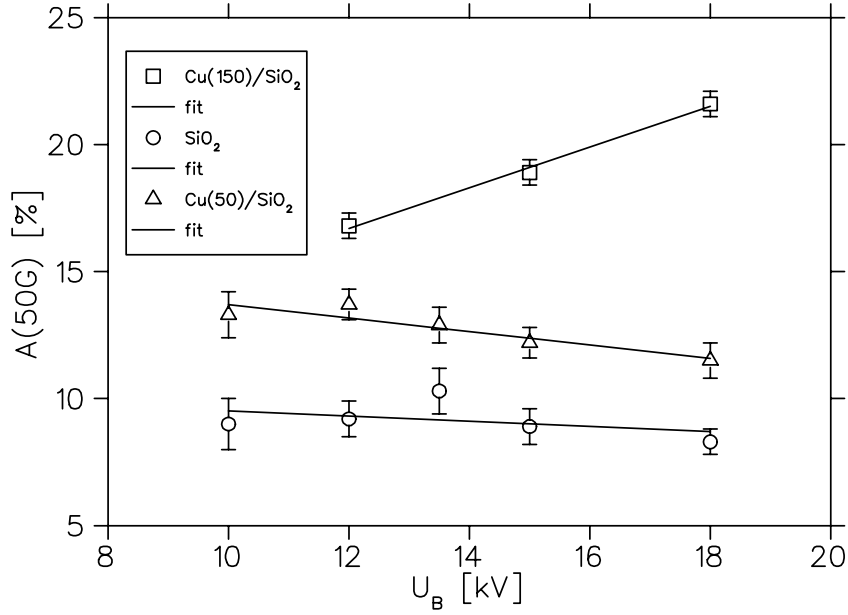


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Asymmetrie des Myonensignals für die drei Proben  $\text{Cu}(50 \text{ nm})\text{SiO}_2$ ,  $\text{Cu}(150 \text{ nm})\text{SiO}_2$  und  $\text{SiO}_2$

die gestrichelt eingetragenen Kurven die Fehlergrenzen bei der Bestimmung der Flächenbelegungsdichte mittels RBS widerspiegeln. Die Myonenimplantationsenergie erhält man durch die verwendete Beschleunigungsspannung am Moderationstarget  $U_B$ . Diese muss um den Energieverlust der Myonen beim Durchgang durch die C-Folie des Triggerdetektors reduziert werden

$$E_\mu = e \cdot U_B - E_{\text{loss}} \quad (6.2)$$

Der Energieverlust bei der verwendeten Folie wurde im Vorfeld der Messungen zu 1.8 keV bestimmt.

Im Rahmen der Fehler konnte bei diesen Messungen keine signifikante Abweichung zwischen den TRIM.SP-Simulationen mit skalierten Protonendaten und den Messergebnissen gefunden werden.

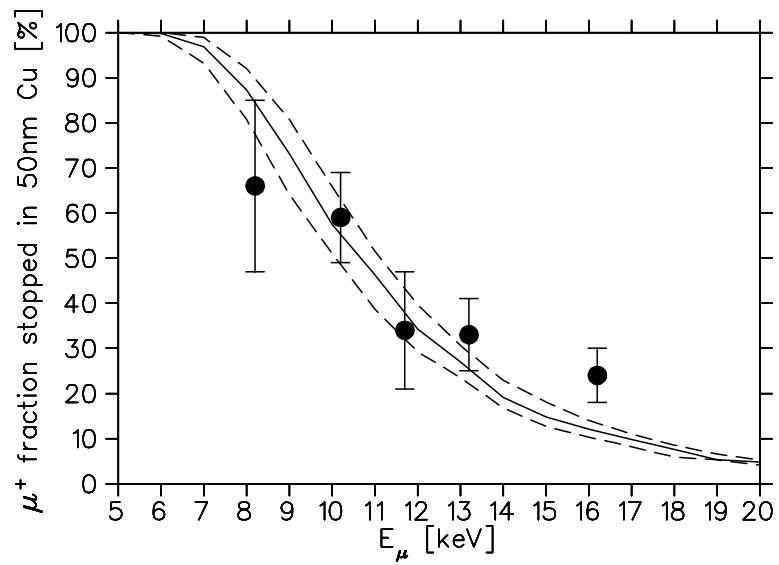


Abbildung 6.5: Anteil der in der 50 nm Kupferschicht gestoppter Myonen in Abhängigkeit von der Implantationsenergie  $E_\mu$ . Eingetragen ist ebenfalls die Vorhersage mittels TRIM.SP. Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf für die durch RBS bestimmte Schichtdicke dar. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Simulationsergebnisse im Rahmen der angebenen Unsicherheit bei der Schichtdickenbestimmung.

# Kapitel 7

## Anwendungsbeispiel - Magnetische Dipolfelder dünner Nickelfilme

Das positive Myon eignet sich hervorragend als Sonde zur Untersuchung von statischem und dynamischem Magnetismus in Festkörpern. Dies haben zahlreiche Arbeiten auf dem Gebiet der konventionellen  $\mu$ SR gezeigt (vgl. zum Beispiel [DdRY97] [DGKM79]). Ziel der Entwicklung eines Strahls niederenergetischer Myonen war die Anwendung der Methoden der  $\mu$ SR auf niederdimensionale Systeme, wie zum Beispiel magnetische Vielfachschichten. Im folgenden Anwendungsbeispiel werden erstmals dünne Nickelschichten mit den Methoden der  $\mu$ SR untersucht. Dabei werden niederenergetische Myonen in eine Zweifachschicht (Bilayer) bestehend aus einer 30 nm dicken Nickelschicht und einem hinreichend dicken Silbersubstrat derart implantiert, dass sie größtenteils hinter der Nickelschicht im Silber zum stoppen kommen und es somit ermöglicht wird, magnetische Streufelder einer ferromagnetischen Schicht einige zehn Nanometer innerhalb eines diamagnetischen Materials zu studieren. Es werden einfache Modellannahmen eingeführt, mit denen das gefundene Relaxationsverhalten der implantierten Myonen mit der Größe und der temperaturabhängigen Magnetisierung der magnetischen Domänen in der Nickelschicht in Zusammenhang gebracht wird.

## 7.1 Probencharakterisierung

Die Nickelschichten wurden mittels DC-Magnetronspuiten hergestellt <sup>1</sup>. Als Substrat wurde gewalzte Silberfolie (AG000360/7) der Firma Goodfellow <sup>2</sup> mit einer Dicke von 125  $\mu\text{m}$  verwendet. Die chemische Analyse zeigte keine nennenswerten Verunreinigungen <sup>3</sup> (Cu: 30 ppm, Au: 3 ppm, Fe: 10 ppm, Mg: < 1 ppm, Mn: < 1 ppm). Insbesondere magnetische Verunreinigungen im Silbersubstrat können das Relaxationsverhalten der implantierten Myonen beeinflussen.

Durch Drahterodieren wurden runde Substrate mit einem Durchmesser von etwa 80 mm angefertigt. Dadurch wurde sichergestellt, dass möglichst alle Myonen in die Probe implantiert werden und nicht den Probenhalter treffen, wo sie das Relaxationssignal verfälschen würden (vgl. Kapitel 5.7).

Neben der Probe mit einer Nickelschichtdicke von 30 nm (Ni(30 nm)/Ag) wurde zusätzlich ein 500 nm dicke Nickelschicht (Ni(500 nm)/Ag) angefertigt.

### 7.1.1 Strukturelle Untersuchungen der Oberfläche (AFM)

Bei der Bestimmung des Implantationsprofils spielt die Struktur der Oberfläche eine wesentliche Rolle. Abhängig vom Herstellungsprozess können zum Beispiel durch Inselwachstum erhebliche Oberflächenrauigkeiten auftreten. Dabei müssen für die weiteren Betrachtungen an dieser Stelle zwei Fälle unterschieden werden. Weisen Substrat und Probenoberfläche eine unterschied-

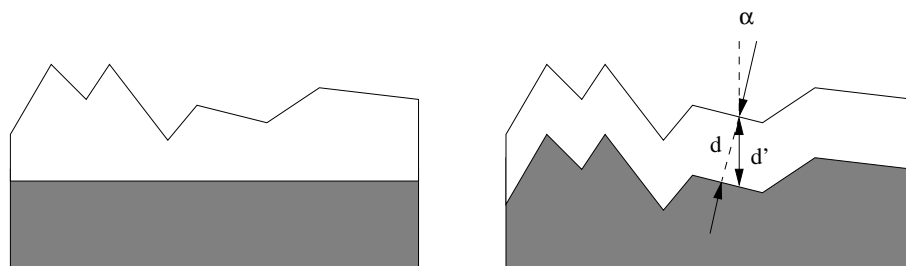


Abbildung 7.1: Zwei Fälle für Oberflächenrauigkeit

liche Rauigkeit auf, handelt es sich um eine laterale Dickenvariation, die eine

---

<sup>1</sup>M. Horisberger, Paul Scherrer Institut, Villigen

<sup>2</sup>Goodfellow Cambridge Limited, Cambridge Science Park, Cambridge CB4 4DJ UK

<sup>3</sup>Analyseprotokoll vom 7.6.1996, Ref.Nr.: LS141617

Vorhersage des Implantationsprofils erschwert. Im zweiten Fall ist die Rauigkeit der Oberfläche im wesentlichen durch das Substrat bestimmt. Hierbei gibt es für unterschiedliche laterale Orte auf der Probe verschiedene Implantationswinkel  $\alpha$ . Dies führt zu einem abweichenden Implantationsprofil im Vergleich zu einer ideal ebenen Probe, da die effektive Schichtdicke  $d'$  im Vergleich zur nominellen Dicke  $d$  größer ist.

$$d' = d \cdot \frac{1}{\cos(\alpha)} \quad (7.1)$$

Abbildung 7.2 verdeutlicht diese Tatsache. Aufgetragen ist die simulierte mittlere Implantationstiefe und die Breite  $\sigma$  des Implantationsprofils für ein Targetsystem aus 30 nm Nickel auf einem Silbersubstrat. Die Implantationsenergie beträgt 15 keV. Die Oberflächenstruktur eines unbeschichteten Silber-

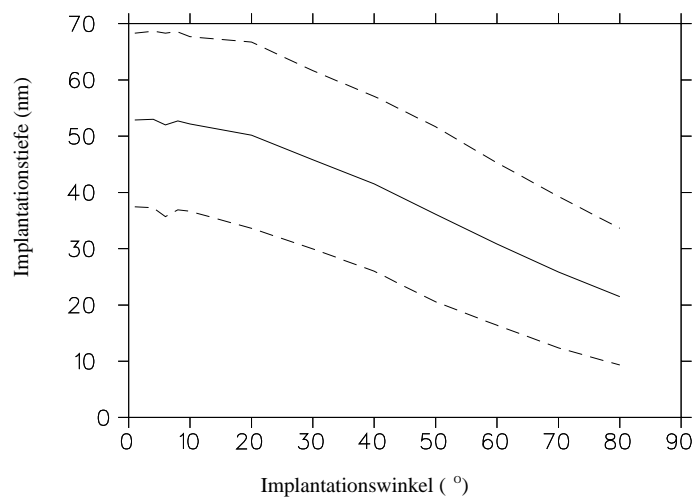


Abbildung 7.2: Einfluss des tatsächlichen Implantationswinkels auf die Implantationstiefe

substrats sowie der Probe Ni(500 nm)/Ag wurden mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht <sup>4</sup>. Die Abbildung 7.3 zeigt einen Probenausschnitt und ein exemplarisches Profil entlang einer Linie senkrecht zu den auf dem AFM-Bild erkennbaren Strukturen. Man erkennt bei beiden Proben eine vergleichbare Rauigkeit in der Größenordnung von 100 nm. Die klar erkennbaren Riefen haben ihre Ursache im Walzprozess, da das Silbersubstrat vor dem Aufbringen der Nickelschichten nicht poliert wurde. Die laterale Auflösung

<sup>4</sup>A. Brinck, IMNF, TU Braunschweig

der Aufnahme beträgt etwa 60 nm, was in der Größenordnung der Myonenimplantationstiefen liegt. Eine definitive Aussage über die Oberflächenstruktur im Größenbereich der Myonenreichweite ist somit nicht möglich. Eine quantitative Analyse der Profile für größere Längenskalen ergibt lediglich Implantationswinkel in der Größenordnung von einigen Grad. Dies setzt allerdings voraus, dass die Myonen genau senkrecht zum Probenhalter implantiert werden. Dies ist in der Regel nicht gegeben. In Abschnitt 5.4 wurde eine kreisbahnförmige Flugbahnnäherung eingeführt, die die Ablenkung der Myonen innerhalb der elektrostatischen Linsen berücksichtigt. Die sich dadurch ergebenden Auftreffwinkel am Ort der Probe können angegeben werden zu (vgl. Abbildung 5.5)

$$\alpha = 2 \cdot \arctan \left( \frac{2x_0}{z_0} \right) \quad (7.2)$$

Damit ergibt sich ein maximaler Implantationswinkel bei ebener Proben von etwa  $10^\circ$ .

Anhand der AFM-Messung und der geometrischen Betrachtungen kann der Implantationswinkel gem. Abbildung 7.2 bei der Simulation der Implantationsprofile vernachlässigt werden.



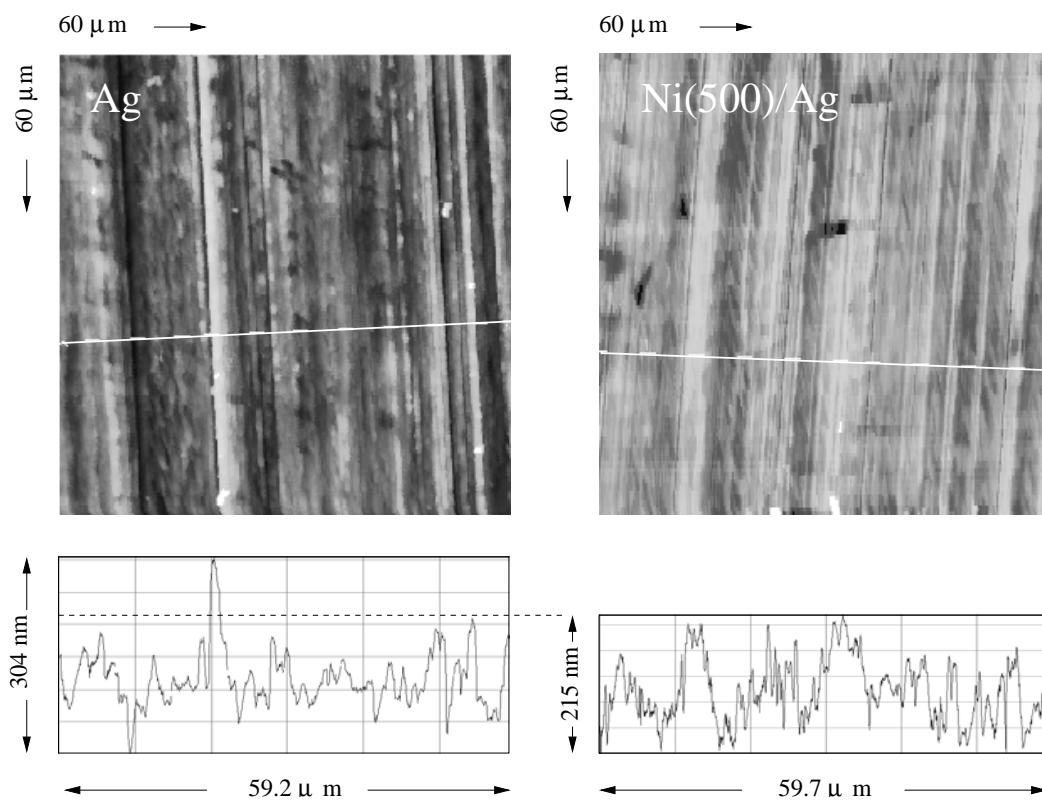


Abbildung 7.3: Oberflächenstruktur der Ag- bzw Ni(500)Ag-Probe. (Die Profile im unteren Bereich der Abbildung sind zur Verdeutlichung der Struktur stark überhöht gezeichnet)

### 7.1.2 Strukturelle Untersuchung der Kristallstruktur (TEM)

Neben der vertikalen Struktur der Schichten ist auch die laterale Strukturierung der Nickelschichten für die Interpretation der  $LE\mu SR$ -Messungen von Bedeutung. Zu diesem Zweck wurden transmissionselektronenmikroskopische (TEM) Untersuchungen durchgeführt <sup>5</sup>. Hierzu wurden die Bilayer auf eine durchstrahlbare Dicke mittels Argonionenätzen ausgedünnt. Abbildung 7.4 zeigt die verwendete Geometrie beim Ätzvorgang bzw. die verwendete TEM-Blickrichtung. Wesentlich ist, dass an unterschiedlichen Orten innerhalb des Blickfeldes unterschiedliche Dicken durchstrahlt werden. Der verwendete Argonstrom wurde so niedrig wie möglich gehalten, um die Wahrscheinlichkeit einer starken Erhitzung und einer damit verbundenen Änderung in der Kristallstruktur zu minimieren. In der Regel lässt sich dies aber insbesondere direkt am Rand des durchstrahlbaren Bereichs nicht vollständig vermeiden. Es wurden TEM-Aufnahmen der 30 und 500 nm dicken Nickelschicht an-

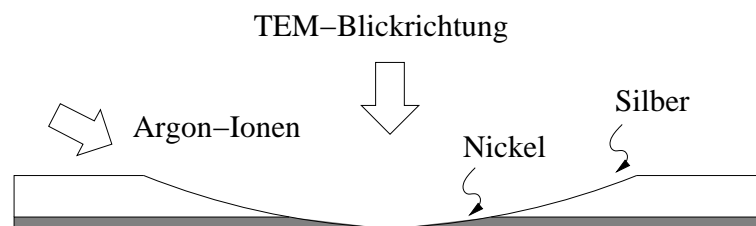


Abbildung 7.4: Geometrie beim Argonionenätzen und Blickrichtung des TEM (Nicht masstabsgetreu!)

gefertigt. Die Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen einen typischen Abschnitt der 500 nm dicken Schicht. Man erkennt deutlich Kristallite von der Größe einiger Mikrometer in einer nanokristallinen Restmatrix. Dieser Befund ist dadurch zu erklären, dass die Probe bereits während der  $LE\mu SR$ -Versuchsführung für längere Zeit auf über 670 K erwärmt wurde, so dass Kornwachstum eingesetzt hat. Dabei wachsen aus der anfangs vollständig nanokristallinen Schicht Kristalle mit einer für das Kornwachstum bevorzugten Orientierung auf Kosten der umgebenden Kristalle. Ebenfalls auf Abbildung 7.5 und 7.6 zu erkennen sind die schon bei den AFM-Untersuchungen gefundenen Riefen. Sie scheinen jedoch keine Auswirkung auf das Kornwachstum zu haben. Die Interpretation der in Abbildung 7.7 und 7.8 dargestellten Aufnahmen der 30 nm dicken Nickelschicht gestaltet sich nicht so eindeutig. Man erkennt deutlich den hel-

---

<sup>5</sup>S. Flor, IMNF. TU Braunschweig

len Saum am Rande des durch das Argonionenätzen ausgedünnten Bereiches. Hierbei handelt es sich um die angeschrägte (vgl. Abbildung 7.4) 30 nm dicke Nickelschicht. Wird die durchstrahlte Dicke grösser als 30 nm, so erkennt man das Silber. Silber hat für Elektronen einen grösseren Extinktionskoeffizienten und erscheint daher in der TEM-Aufnahme dunkler. Die Grenze zwischen Nickel und Silber ist dabei scharf, wie insbesondere in Abbildung 7.7 zu erkennen ist. Dies lässt darauf schließen, dass während der LE $\mu$ SR-Versuche keine nennenswerte Durchmischung an der Grenzfläche stattgefunden hat. Am Rand der Nickelschicht sind insbesondere in Abbildung 7.7. Bereiche zu erkennen, die keine wesentliche Strukturierung aufweisen. Diese sind wahrscheinlich durch die Erwärmung während des Ätzprozesses entstanden. Untersucht man den Saum in Richtung zu größeren Dicken, so findet man zunehmendere Strukturierung. In Abbildung 7.8 findet sich ein Bereich, an dem die Silberschicht fast vollständig sehr flach abgetragen wurde und die maximale Nickelschichtdicke zu erkennen ist. Dieser Bereich wird für die weiteren Betrachtungen im Zusammenhang mit Korngrößen verwendet. Aus den vorliegenden Aufnahmen ergeben sich keine Hinweise auf mikrometergroße Kristallite, wie sie in der dicken Nickelschicht gefunden wurden. Die Abbildungen 7.9 und 7.10 zeigen jeweils einen Ausschnitt aus einem nanokristallinen Bereich der 500 nm-Probe, sowie der 30 nm-Nickelschicht bei gleicher Vergrößerung. Man erkennt die sehr viel feinere Strukturierung in der dünnen Schicht. Weitere Untersuchungen zeigen, dass die kleinsten Strukturen in der Größenordnung von 30-50 nm liegen. Dies legt die Vermutung nahe, dass das Kornwachstum in der 30 nm-Nickelschicht durch die begrenzte Ausdehnung der Schicht gestoppt wurde.



Abbildung 7.5: Ni(500nm)/Ag, Ausschnitt:  $30 \times 25 \mu\text{m}$ , V: 3000.  
Die Aufnahme zeigt den durchstrahlbaren Randbereich der Probe. Zu sehen ist die kristalline Strukturierung der Nickelschicht, sowie die durch die Oberflächenrauigkeit hervorgerufenen Dickenvariationen, die durch die dunkleren diagonalen Linien zu erkennen sind.

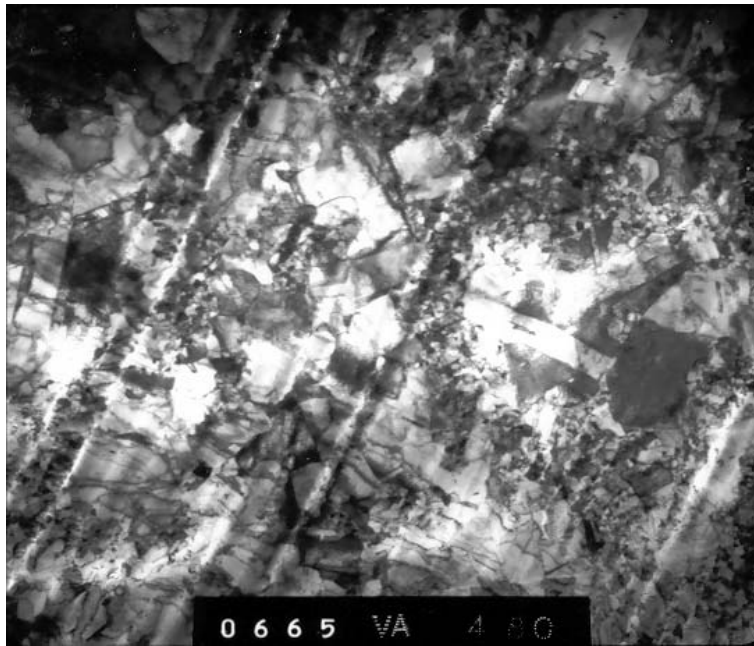


Abbildung 7.6: Ni(500nm)/Ag, Ausschnitt:  $18.8 \times 15.6 \mu\text{m}$ , V: 4800. Ausschnitt aus dem in Abbildung 7.5 dargestellten Randbereich. Zu erkennen sind Nickelkristallite von der Größe einiger Mikrometer in einer nanokristallinen Matrix.

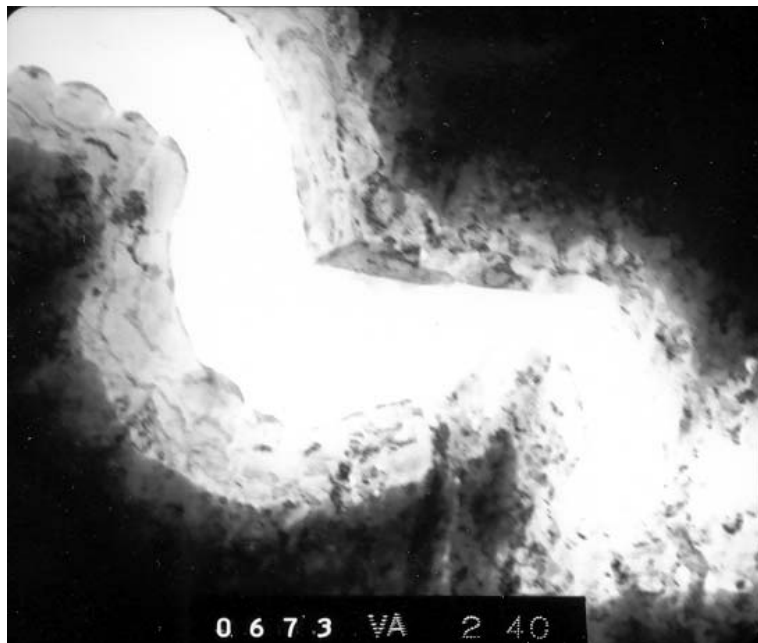


Abbildung 7.7: Ni(30nm)/Ag, Ausschnitt:  $3.8 \times 3.2 \mu\text{m}$ , V: 24000.  
Die Aufnahme zeigt den durchstrahlbaren Randbereich der Probe mit der 30 nm dicken Nickelschicht (helle Komponente), dem Silbersubstrat (dunkle Komponente), sowie einer scharfen Trennlinie zwischen den Materialien.



Abbildung 7.8: Ni(30nm)/Ag, Ausschnitt:  $7.5 \times 6.3 \mu\text{m}$ , V: 12000  
Zu erkennen ist die kristalline Strukturierung der 30 nm dicken Nickelschicht.  
Die Streifenstrukturen spiegeln Dickenvariationen aufgrund der Oberflächen-  
rauigkeit der Probe wider

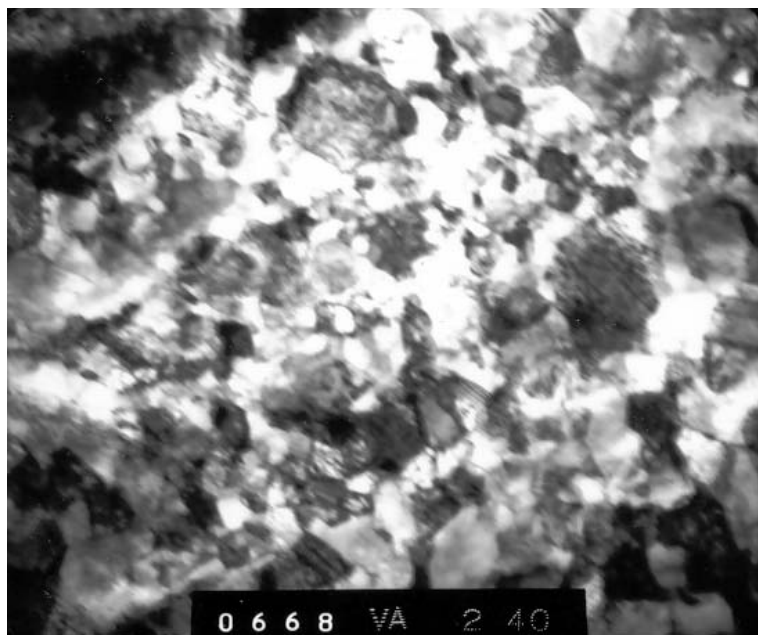


Abbildung 7.9: Ni(500nm)/Ag, Ausschnitt:  $3.8 \times 3.2 \mu\text{m}$ , V: 24000  
Strukturierung der nanokristallinen Restmatrix der 500 nm dicken Nickelschicht (vgl. Abbildung 7.10)



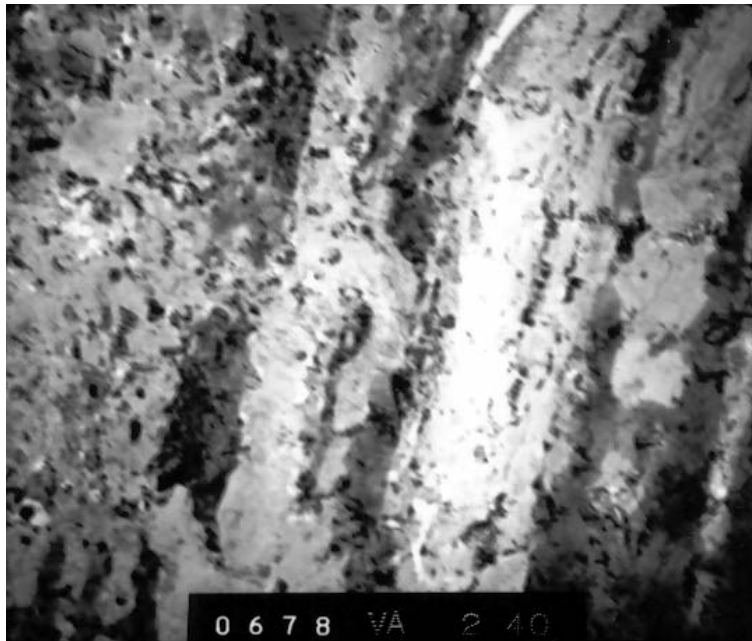


Abbildung 7.10: Ni(30nm)/Ag, Ausschnitt:  $3.8 \times 3.2 \mu\text{m}$ , V: 24000  
Strukturierung der nanokristallinen Restmatrix der 30 nm dicken Nickelschicht. Im Vergleich zur 500 nm dicken Schicht (vgl. Abbildung 7.9) zeigt sich hier eine wesentlich feinere Kristallstruktur, die in der Größenordnung einiger 10 nm liegt.

### 7.1.3 Bestimmung des Implantationsprofils

Wesentlich für die Analyse der dargestellten LE $\mu$ SR-Experimente an Nickel-filmen ist der Abstand der im Silber implantierten Myonen von der ferromagnetischen Nickelschicht. Die Stoppverteilungen zum Zeitpunkt der Implantation wurden für verschiedene Implantationsenergien simuliert (TRIM.SP). Als Wechselwirkungspotential zwischen Projektil und Targetatomen wurde ein Krypton-Kohlenstoff-Potenzial verwendet [Eck91]. Der inelastische Energieverlust wurde nach Anderson-Ziegler berechnet. Abbildung 7.1.3 zeigt die entsprechenden Implantationsprofile. Man erkennt, dass für die 30 nm dicke Nickelschicht schon bei einer Implantationsenergie von 8 keV im wesentlichen alle Myonen in die Silberschicht implantiert werden. Im allgemeinen ist

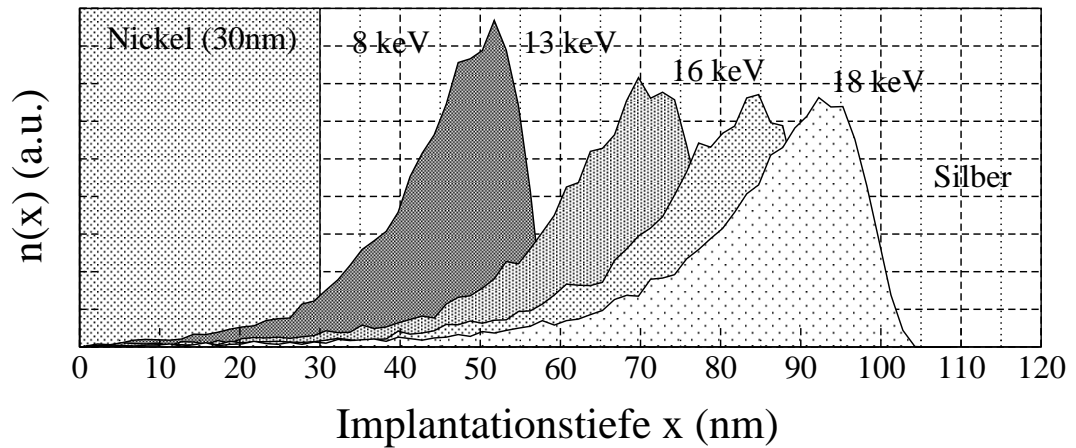


Abbildung 7.11: Implantationsprofile  $n(x)$  für Ni(30nm)/Ag

das Implantationsprofil des Myonenensembles nach der Implantation zeitlich nicht konstant. Ursache hierfür ist thermisch aktivierte Diffusion des Myons auf Zwischengitterplätzen. Bei der Betrachtung der Myonendiffusion in Silber können die Sprungraten  $\tau_{hop}$  für den Hochtemperaturbereich zwischen etwa  $10^8 \text{ s}^{-1}$  (300 K) und  $10^{12} \text{ s}^{-1}$  (700 K) abgeschätzt werden [Kar95]. Silber kristallisiert in fcc-Kristallstruktur. Die dabei möglichen Zwischengitterplätze mit Oktaeder- bzw. Tetraedersymmetrie führen zu leicht unterschiedlichen Sprungweiten. Entsprechend kann die Diffusionskonstante angegeben werden

	$E_\mu$	$N_{Ag}$	$\bar{r}$	$r_{max}$	$\sigma$	$\bar{r} - r_i$	$r_{max} - r_i$	$r_{max} - \bar{r}$
Ni(30nm)/Ag	8	92	45	52	10	15	22	7
	13	97	63	71	13	33	41	8
	16	98	75	85	14	45	55	10
	18	99	83	92	15	53	62	9

$E_\mu$  (keV): Myonenimplantationenergie

$N_{Ag}$  (%): prozentualer Anteil im Silber implantierter Myonen

$\bar{r}$  (nm): Mittelwert der Implantationstiefe

$r_{max}$  (nm): Maximum des Implantationsprofils

$\sigma$  (nm): Standardabweichung der Verteilung

$r_i$  (nm): Position der Grenzschicht zwischen Nickel und Silber

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der wesentlichen Kenngrößen der für die Probe Ni(30nm)/Ag simulierten Implantationsprofile.

zu [Sch85]

$$D_O = \frac{a^2}{24} \cdot \frac{1}{\tau_{hop}} \quad D_T = \frac{a^2}{12} \cdot \frac{1}{\tau_{hop}} \quad (7.3)$$

wobei mit  $a$  die entsprechende Gitterkonstante des Wirtsgitters bezeichnet wird ( $a_{Ag} = 0.409$  nm). Mit Hilfe der Einsteinrelation kann das mittlere Verschiebungsquadrat des Myons und damit der mittlere Abstand zum Implantationsort des Myons nach einer gewissen Zeit angegeben werden. Bei der  $\mu$ SR liegen die interessierenden Zeitspannen im Bereich von  $\mu$ s. Dies ergibt für den Temperaturbereich von 300 - 700 K Verschiebungen des Myons zwischen einigen Nanometern bzw. Mikrometern, was bei der Interpretation der LE $\mu$ SR-Experimente ggf. beachtet werden muss. Allerdings gelten die oben angegebenen Beziehungen nur für Zwischengitterplatzdiffusion in einem idealen ungestörten Kristall. Aufgrund der mechanischen Behandlung der Silberoberfläche kann aber von einer sehr hohen Fehlstellen- und Versetzungsdichte gerade im unmittelbaren Oberflächenbereich ausgegangen werden. Korngrenzen und derartige Fehlstellen reduzieren aufgrund von Einfangprozessen die Sprungrate erheblich und unterdrücken dadurch die Diffusion.

#### 7.1.4 Magnetische Untersuchungen (VSM)

Die magnetischen Eigenschaften der Probe wurden mit Hilfe eines *Vibrating Sample Magnetometer* (VSM) durchgeführt. Mit einem Probendurchmesser von 8 mm und einer Schichtdicke von 30 nm war dies bei der Empfindlichkeit des Magnetometers noch möglich.

Die wesentliche Fragestellung war die Überprüfung, ob die Magnetisierung des dünnen Films wie allgemein erwartet in der Probenebene (in plane) liegt, und inwieweit ein 50 G Feld senkrecht zur Oberfläche (out of plane) diese Magnetisierung aus der Ebene herausdrehen kann.

Abbildung 7.12 zeigt Magnetisierungsmessungen bei Raumtemperatur. Sie zeigen, dass bei einem externen Feld von 0.1 Tesla parallel zur Probenoberfläche die gesamte Magnetisierung in Richtung des externen Feldes gerichtet ist. Bei einem entsprechenden Feld senkrecht zur Probenoberfläche sind nur etwa 30% der Sättigungsmagnetisierung aus der Ebene herausgedreht. Die

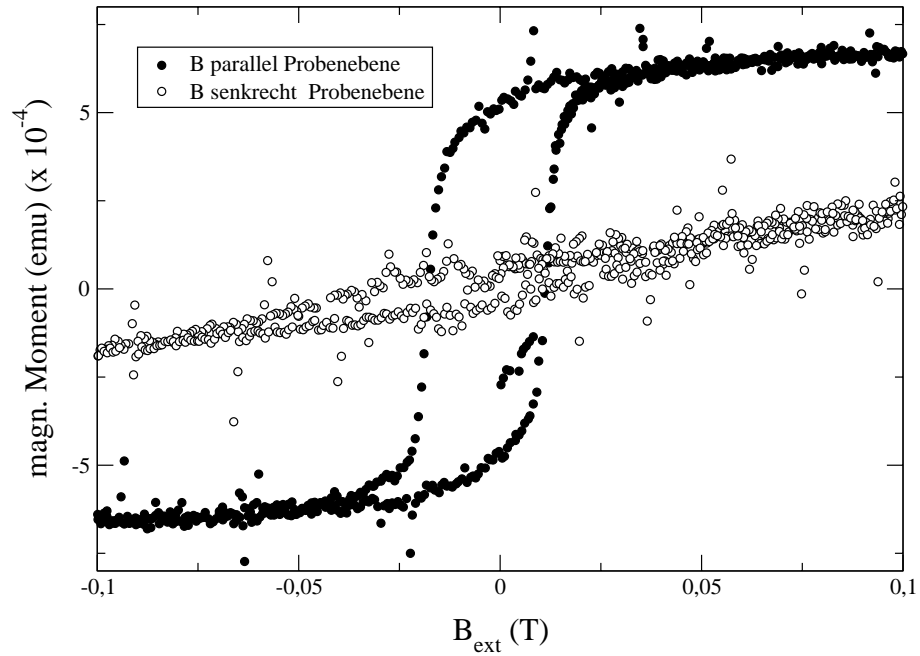


Abbildung 7.12: Ni(30 nm)/Ag: Magnetisierungsmessungen parallel und senkrecht zur Probenoberfläche bei Raumtemperatur.

Untersuchungen wurden für den Fall  $\vec{B}_{ext}$  senkrecht zur Probenoberfläche und einem kleinen externen Feld von maximal 5 mT bei unterschiedlichen Temperaturen wiederholt. Abbildung 7.13 zeigt die Ergebnisse für Raumtemperatur und 600 K. Die Magnetisierung bei Maximalfeld beträgt in beiden Fällen etwa 2% der Sättigungsmagnetisierung und kann demnach für die weiteren Betrachtungen im Rahmen der LE $\mu$ SR-Messungen vernachlässigt werden.

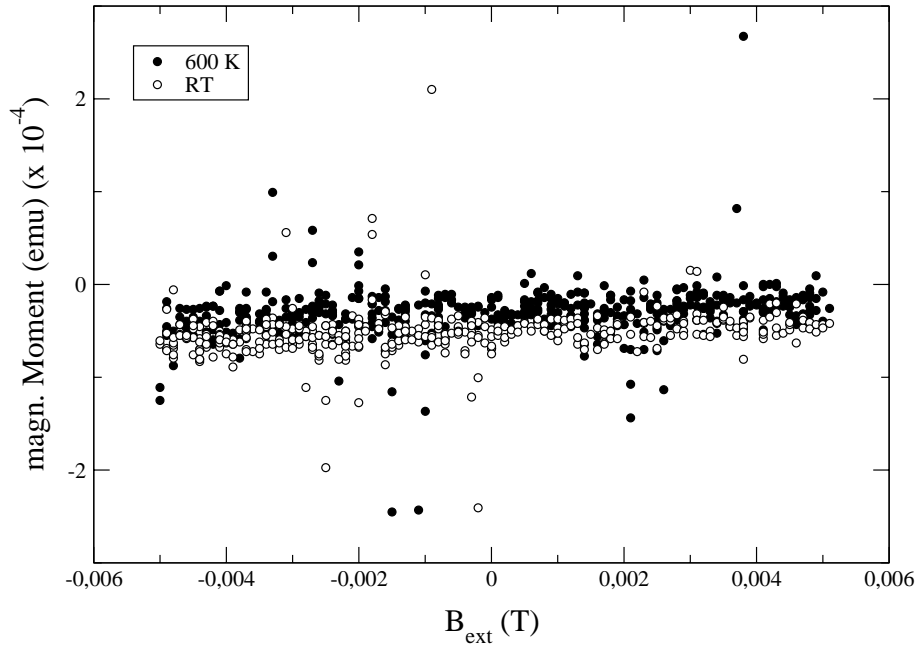


Abbildung 7.13: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche bei einem maximalen externen Feld von 5 mT

## 7.2 LE $\mu$ SR-Messungen

### 7.2.1 Experimentelles: Temperaturkalibrierung des Ofens

Zur Durchführung von  $\mu$ SR-Experimenten mit niederenergetischen Myonen bei hohen Temperaturen wurde ein für diese Zwecke geeigneter Ofen verwendet mit dem ein Bereich zwischen Raumtemperatur und etwa 700 K abgedeckt werden konnte. Neben der Eignung für Ultrahochvakuumbedingungen und den damit verbundenen Ansprüchen an Materialien und Konstruktion spielt das nicht vollständig geschlossene Strahlungsschild zur thermischen Abschirmung des Probenbereichs eine wesentliche Rolle. Das notwendige offene Eintrittsfenster für keV-Myonen erfordert im Zusammenhang mit dem Probenhalterdurchmesser von 7 cm Untersuchungen zur Temperaturhomogenität über den Probenbereich. Abbildung 7.14 zeigt den schematischen Aufbau des Ofens, sowie die Temperaturkontrollpunkte bei den Voruntersuchungen. Die verwendeten Thermoelemente hatten eine reproduzierbare Messgenauigkeit von  $\pm 1$  K und wurden für die Sensoren T1 bis T4 auf gleiche Weise reproduzierbar mit Hilfe von Sackbohrungen am Probenhalter befestigt.

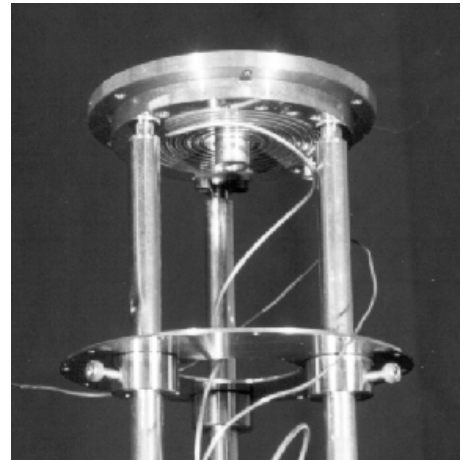
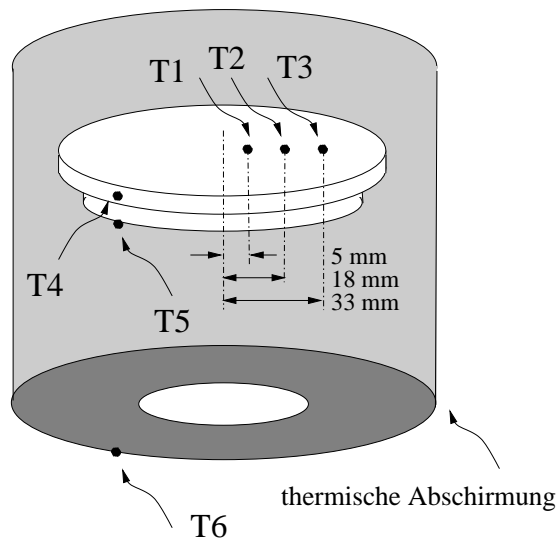


Abbildung 7.14: Aufbau des verwendeten Ofens. Die Öffnung in der Strahlungsabschirmung befindet sich dabei im oberen Bereich. Zu erkennen ist der Probenstisch und das Heizelement direkt unterhalb. Ebenfalls eingezeichnet sind die Positionen der verwendeten Temperatursensoren.

tigt. Lediglich die Sensoren T4-T6 können während der Durchführung von  $\mu$ SR-Experimenten am Ofen verbleiben. Neben der Untersuchung der Temperaturhomogenität dienen die Ergebnisse der Voruntersuchungen somit auch der Kalibrierung der Temperaturerfassung.

Unter Verwendung von Sensor T4 als Referenz zeigt Abbildung 7.15 die jeweiligen Abweichungen der anderen Sensoren. Bei einer Messunsicherheit von  $\pm 2$  K bei der verwendeten Darstellung zeigen sich keine signifikanten Abweichungen bis etwa 600 K. Bei höheren Temperaturen treten Differenzen bis zu 6 K über den Probenbereich auf, wobei zu beachten ist, dass das Maximum der Temperatur bei Sensor T2 und damit zwischen Mitte und Rand des Probenbereichs liegt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Dichte der Heizwicklung im Bereich des Sensors 2 am größten ist. Die Abweichung entspricht einem relativen Fehler von etwa 1-2%. Werden an die Kenntnis der Temperaturverteilung über den Probenbereich höhere Ansprüche gestellt, so ist die gefundene Verteilung mit der Auftreffverteilung der niederenergetischen Myonen zu gewichten oder der Bereich auf den die Myonen treffen ist derart zu verringern, dass die resultierende Breite der Temperaturverteilung den Forderungen entspricht. Für die weiteren Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit ist die gefundenen Temperaturhomogenität akzeptabel.

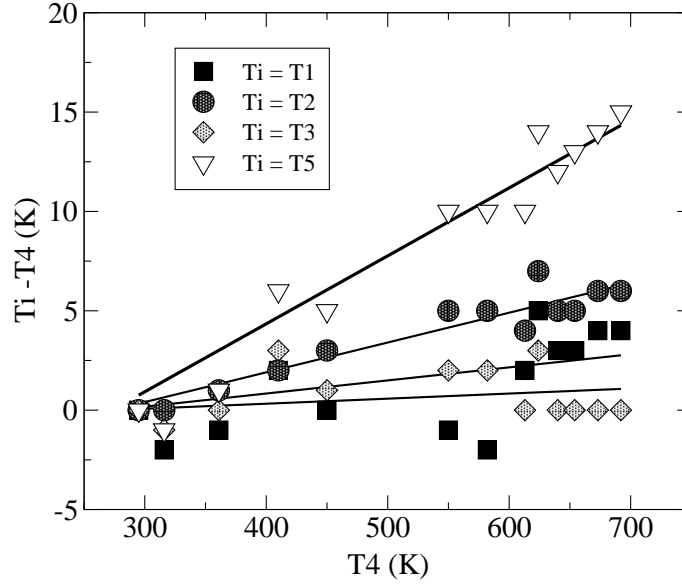


Abbildung 7.15: Temperaturkalibrierung des verwendeten Ofens

### 7.2.2 Ergebnisse und Interpretation der LE $\mu$ SR-Messungen

Neben Nullfeldmessungen ohne externes Feld wurden Messungen in einem Transversalfeld  $B_{TF}$  von 50 G bei unterschiedlichen Temperaturen von Raumtemperatur bis kurz oberhalb der Curietemperatur von Nickel ( $T_c = 627$  K) durchgeführt, wobei das externe Feld senkrecht zur Probenebene orientiert war. Bei der Analyse und Interpretation der  $\mu$ SR-Untersuchungen findet ein Modell Anwendung, welches auf folgenden Annahmen beruht:

Das lokale Feld am Myonenort wird für den wesentlichen Teil der Myonen durch das Streufeld *jeweils einer* Domäne und dem entsprechenden externen Transversalfeld bestimmt. Aus den elektronenmikroskopischen Untersuchungen ist bekannt, dass die Minimalgröße der Kristallite in den Nickelschichten in der Größenordnung der Myoneneindringtiefe liegt. Für die weiteren Betrachtungen wird angenommen, dass die Domänengröße die Nanostrukturen der Nickelfilme nicht überschreitet. Abbildung 7.16 veranschaulicht die Geometrie des Experiments.  $\vec{B}_\mu$  kennzeichnet das resultierende Feld am Myonenort, welches sich im allgemeinen Fall aus dem externen Feld  $\vec{B}_{TF}$  und dem von der Nickelschicht herrührenden Streufeld  $\vec{B}_S$  zusammensetzt.

$$\vec{B}_\mu = \vec{B}_{TF} + \vec{B}_S \quad (7.4)$$

Dabei kennzeichnet der Winkel  $\alpha$  die Richtung der Domänenmagnetisierung

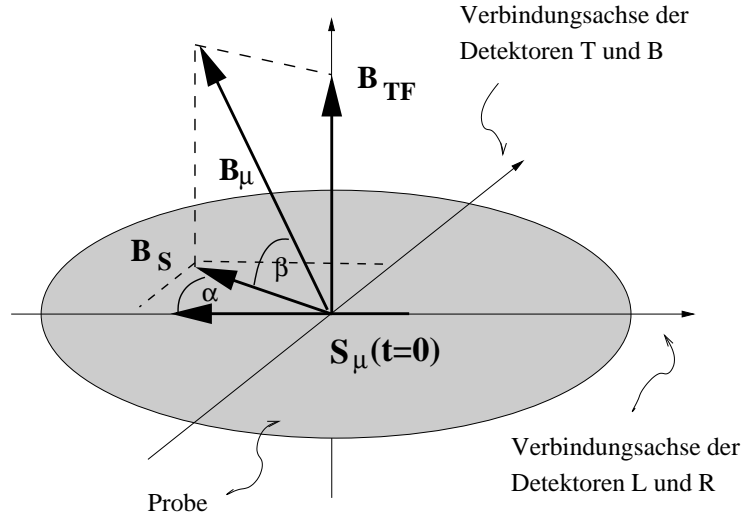


Abbildung 7.16: Prinzip und Geometrie der LE $\mu$ SR-Untersuchungen an Bilayern Ni/Ag.

innerhalb der Probenebene und  $\beta$  den Winkel zwischen dem resultierenden Feld am Myonenort und der Schichtebene. Diese beiden Winkel bestimmen die beobachtbare Asymmetrie. Dabei findet man für die beiden Detektorpaare LR und TB jeweils einen rotierenden Anteil der Asymmetrie  $A_\perp$  (Transversalkomponente) und einen nicht rotierenden Anteil  $A_\parallel$  (Longitudinalkomponente).

$$A_{LR\perp} \sim \left( \frac{3}{4} - \frac{1}{4} \cos 2\beta \right) \cos \omega t \quad (7.5)$$

$$A_{LR\parallel} \sim \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cos 2\beta \quad (7.6)$$

$$A_{TB\perp} \sim \sin \beta \sin \omega t \quad (7.7)$$

$$A_{TB\parallel} = 0 \quad (7.8)$$

Zur Ableitung der angegebenen Zusammenhänge vergleiche Anhang B. Für den Fall  $\beta = 0^\circ$ , in dem kein externes Feld anliegt (Nullfeldmessung) beobachtet man in dem Detektorpaar LR 50% der Asymmetrie als rotierendes Signal und 50% als nicht rotierend. Dahingegen wird in den Detektoren T und B keinerlei Asymmetrie registriert. In dem Fall  $\beta = 90^\circ$ , in dem lediglich das externe Feld einen Beitrag zum Magnetfeld am Myonenort beiträgt und  $B_\mu$  folglich senkrecht auf der Probenebene steht, beobachtet man in LR und TB jeweils die gesamte Asymmetrie als rotierendes Signal (vgl. Abbildung 7.17 und 7.18).



Die Frequenz des Myonenrotationssignals ist bestimmt durch den Betrag des lokalen Feld am Myonenort und unabhängig von der Beobachtungsrichtung. Variationen in der Domänenstruktur in Form und Größe, Streuung in der Implantationsreichweite sowie ggf. Diffusion führen zur Dämpfung des Relaxationssignals. Der genaue Verlauf der Dämpfung kann nicht angegeben werden.

Zur Bestimmung des longitudinalen Anteils in den Relaxationssignalen wurde der Asymmetrieparameter  $\alpha$  mittels einer TF-Messung oberhalb der Curietemperatur bestimmt und bei der Analyse der Spektren im Bereich der magnetischen Ordnung konstant belassen.

Entsprechend den Modellannahmen - und mangels Kenntnis der Dämpfungsfunktion - werden die Relaxationsspektren der beiden Detektorpaare wie folgt angepasst.

$$A(t) = A_1 \exp(-\lambda_1 t) \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \exp(-\lambda_2 t) \quad (7.9)$$

bzw.

$$A(t) = A_1 \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.10)$$

wobei für das Detektorpaar TB der nicht rotierende Asymmetrieanteil  $A_2$  jeweils zu Null gesetzt wird.

Abbildung 7.19 zeigt die Temperaturabhängigkeit der beobachteten Rotationsfrequenz. Im unteren Teil der Abbildung ist nur der Anteil der Domänenmagnetisierung  $\nu_S$  berücksichtigt,

$$\nu_S = \sqrt{\nu_\mu^2 - \left(\frac{\gamma_{mu}}{2\pi}\right)^2 B_{TF}^2} \quad (7.11)$$

Ebenfalls eingezeichnet ist eine geeignet skalierte Magnetisierungskurve. Sie dient der Orientierung.

In Abbildung 7.20 ist die Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie in dem Detektorpaar LR dargestellt. Man erkennt im oberen Teil der Abbildung eine Zunahme der transversalen Komponente mit der Temperatur, sowie im unteren Teil eine entsprechende Abnahme des longitudinalen Anteils. Die Magnetisierungskurve ist hierbei derart skaliert, dass der Sättigungswert der Maximalasymmetrie für die Messung bei  $T > T_c$  entspricht. Ebenfalls eingezeichnet sind die aus den Modellannahmen zu erwartenden Verläufe für die beiden Asymmetrieanteile. Bei gegebenen  $\nu_{TF}$  und der Annahme, dass  $\nu_S \sim M(T/T_c)$  erhält man

$$A_{LR\perp}\left(\frac{T}{T_c}\right) = A_0 \left( \frac{3}{4} - \frac{1}{4} \cos\left(2 \arctan \frac{\nu_{TF}}{\nu_S(T/T_c)}\right) \right) \quad (7.12)$$

$$A_{LR||} \left( \frac{T}{T_c} \right) = A_0 \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cos \left( 2 \arctan \frac{\nu_{TF}}{\nu_S(T/T_c)} \right) \right) \quad (7.13)$$

Als Wert für die Maximalasymmetrie  $A_0$  wurden zwei Varianten in Abbildung 7.20 eingetragen. Die Durchgezogene Linie entspricht dabei der Asymmetrie der Messung oberhalb der magnetischen Ordnungstempertur. Die gestrichelte Line zeigt den Verlauf für den Fall, dass  $A_0$  der Summe des transversalen und longitudinalen Anteils entspricht. Der Verlauf der Dämpfung des Relaxationssignals ist in Abbildung 7.21 dargestellt. Bis auf eine Messung (in den Diagrammen 7.20 und 7.19 jeweils entsprechend gekennzeichnet) können die Relaxationsspektren mit den Modellannahmen in Übereinstimmung gebracht werden. Frequenz und Dämpfung skalieren mit der Magnetisierung der Nickelschicht. Die Asymmetrie verläuft im Rahmen der Fehler entsprechend dem Modell.

Bei der Messung bei 603 K wird kein signifikanter Beitrag der Nickelschicht zur Rotationsfrequenz beobachtet. Analog wird die gesamte Asymmetrie im rotierenden Anteil beobachtet. Allerdings ist das Rotationssignal gedämpft, was den Schluss zulässt, dass magnetische Ordnung in der Nickelschicht vorlag. Eine Interpretationsmöglichkeit wäre eine Feldverteilung durch die Domänen um  $B_S = 0$  mit einer der Dämpfung entsprechenden Breite, dessen Ursache aber unklar bleibt.

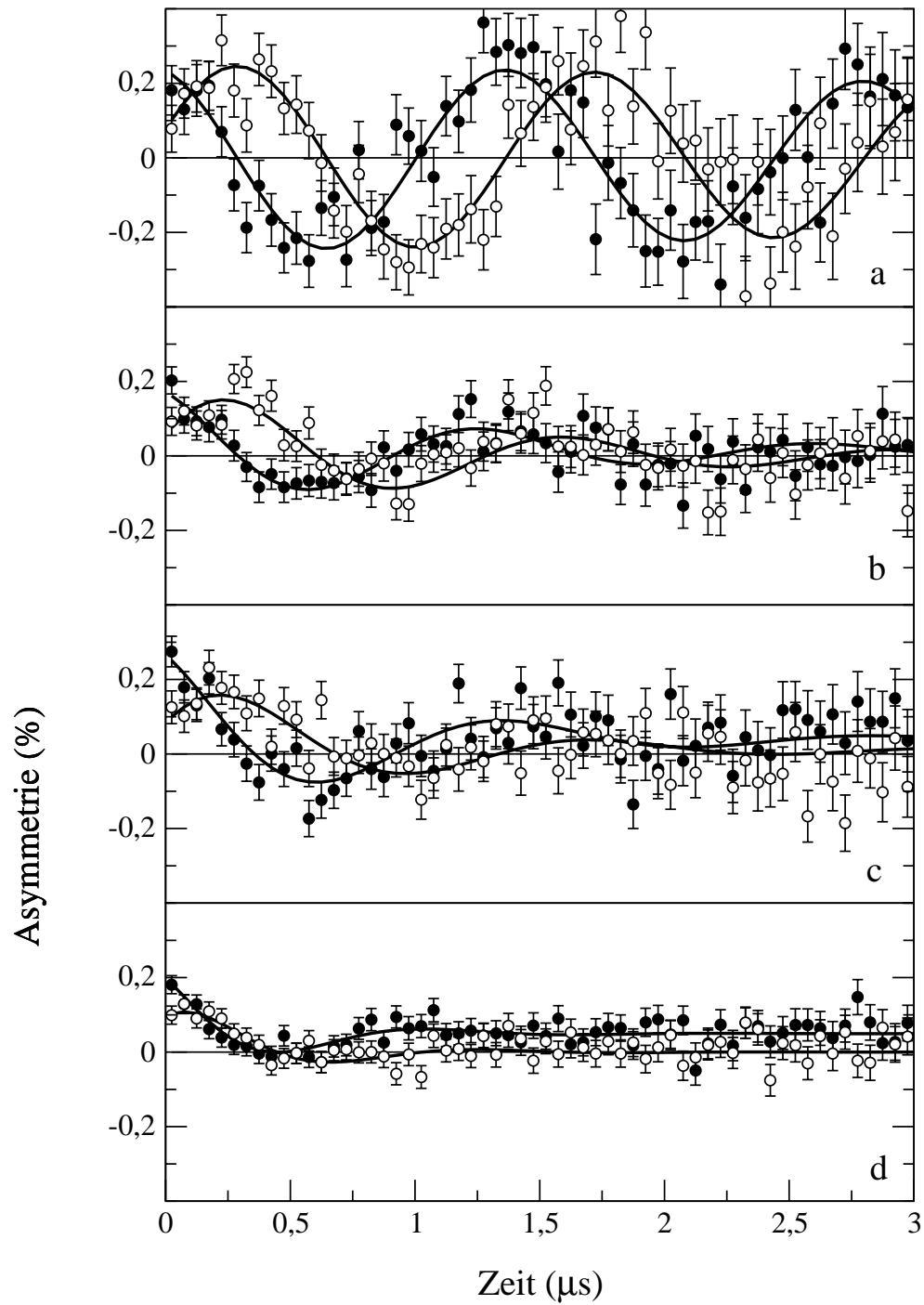


Abbildung 7.17: 50 G-TF Messungen bei 683 (a), 613 (b), 603 (c) und 293 K (d) für die Detektorpaare LR (●) und TB (○)

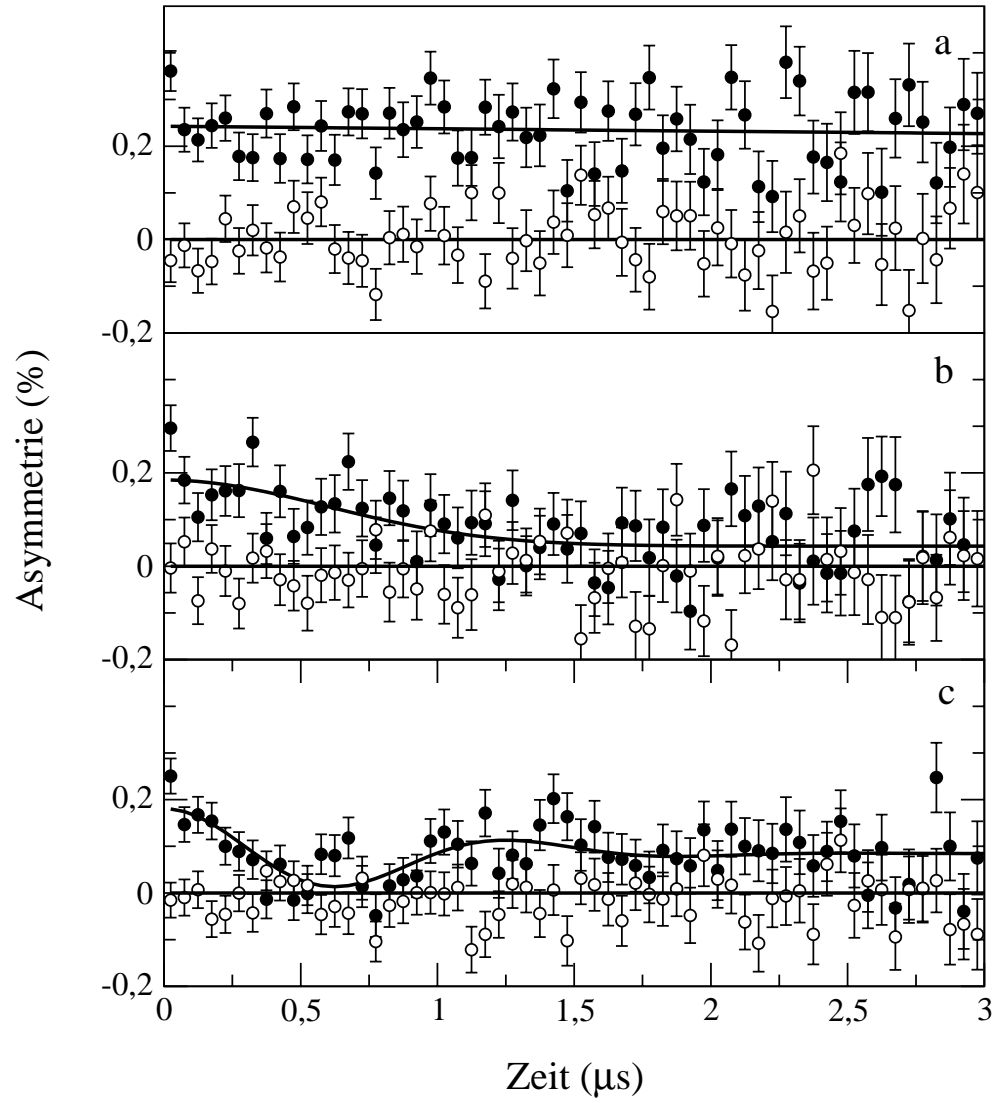


Abbildung 7.18: ZF-Messungen bei 679 (a), 605 (b) und 293 K (c) für die Detektorpaare LR (●) und TB (○)

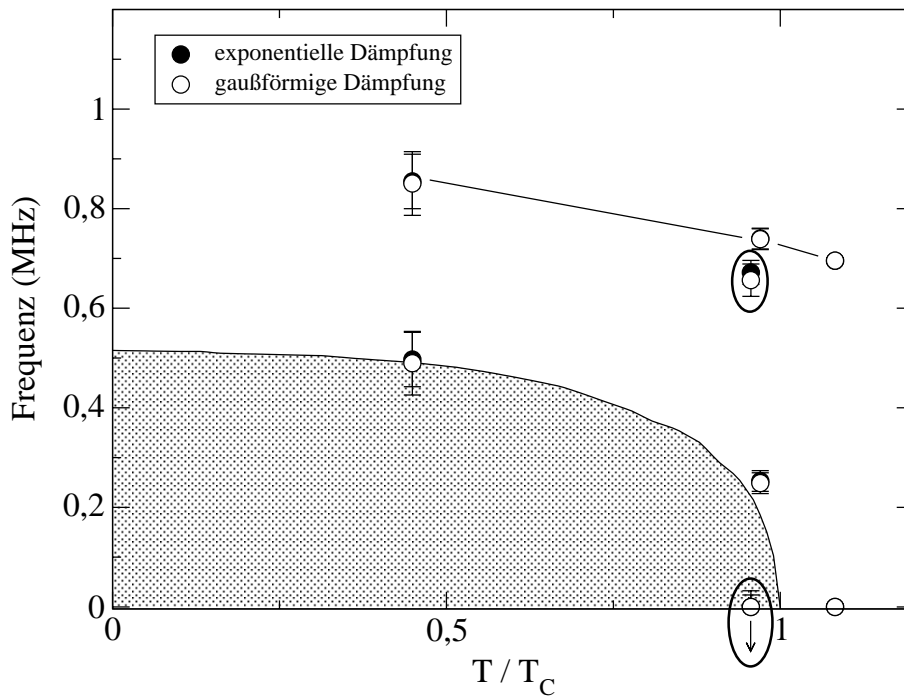


Abbildung 7.19: Temperaturabhängigkeit der Präzessionsfrequenz. Im oberen Teil der Abbildung sind die aus den Asymmetriespektren gewonnenen Werte eingetragen. Der unteren Datensatz ist um die konstante Frequenzkomponente, die dem externen Feld von 50 G zuzuordnen ist, gem. 7.11 korrigiert und stellt somit den Beitrag der Domänenmagnetisierung dar. Ebenfalls dargestellt ist eine geeignet skalierte Magnetisierungskurve von Nickel ( $T_c=627$  K).

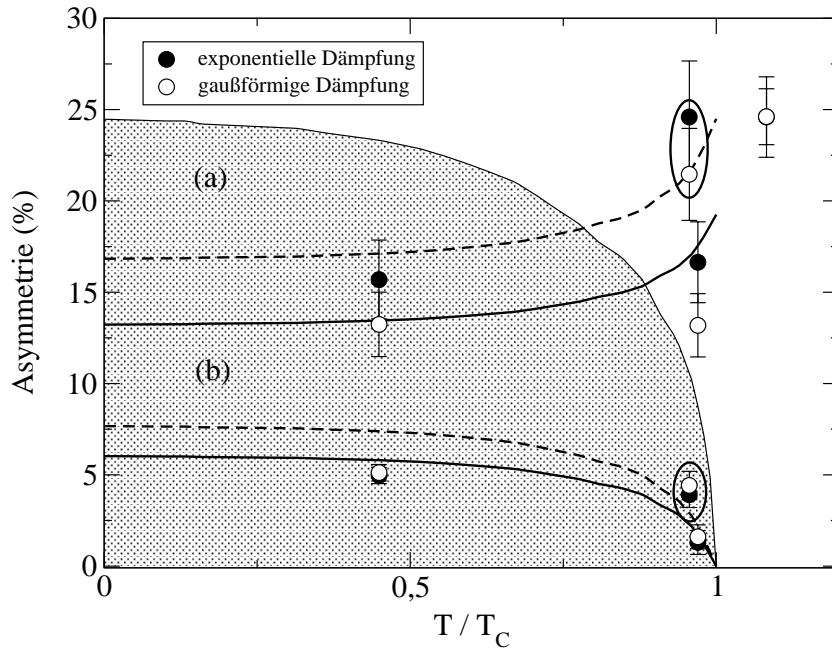


Abbildung 7.20: Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie in den Detektorpaaren LR. Eingetragen sind der transversale (rotierende) Anteil (a) und der longitudinale (nicht rotierende) Anteil (b). Mit Hilfe der Magnetisierungskurve kann die theoretisch zu erwartende Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie berechnet werden (vgl. 7.12 und 7.13). Als Maximalasymmetrie wurde dabei zum einen die Asymmetrie des Rotationssignals für  $T > T_c$  benutzt (gestrichelte Linie) und zum anderen die Summe aus transversalem und longitudinalem Anteil für  $T < T_c$  (durchgezogene Linie).

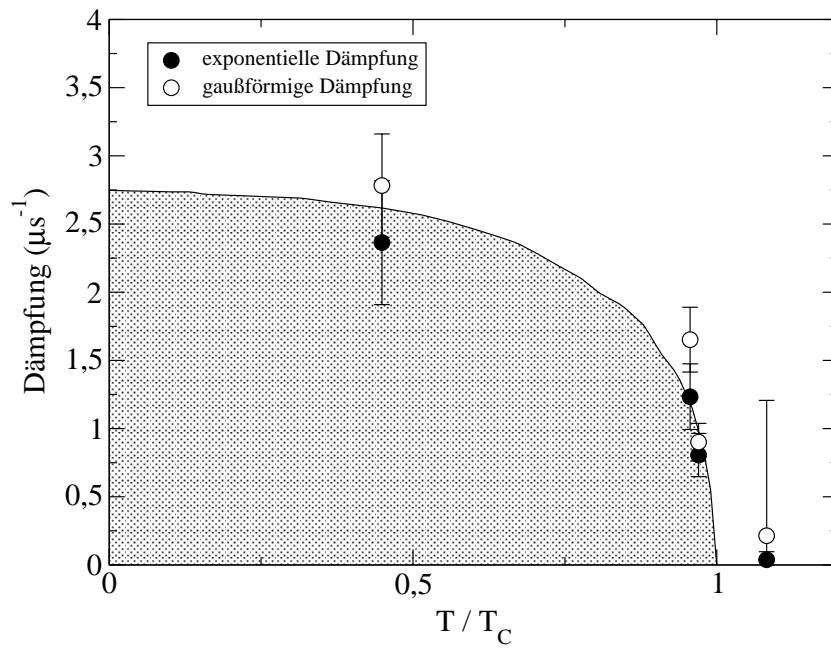


Abbildung 7.21: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung des Myonenrotationssignals. Man erkennt, dass die Werte für die Dämpfung mit der Magnetisierung der Nickeldomänen skalieren. Zur Veranschaulichung ist eine entsprechend skalierte Magnetisierungskurve ebenfalls eingezeichnet.





# Kapitel 8

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Aspekte der Anwendung niederenergetischer Myonen mit einer Energie zwischen 10 und 20 keV in der Festkörperphysik vorgestellt und ihre Bedeutung bei der Vorbereitung, Durchführung und Analyse von myonenspektroskopischen Untersuchungen an dünnen Schichten erläutert.

Bei der Verwendung niederenergetischer Myonen in der Myonenspinspektroskopie müssen ihre besonderen Eigenschaften im Vergleich zu den in der konventionellen  $\mu$ SR benutzten MeV-Myonen beachtet werden.

Von besonderer Bedeutung sind dabei die wesentlich größeren Flugzeiten zwischen dem Startdetektor des Myonenspektrometers und der zu untersuchenden Probe. Dies bedingt eine oft nicht hinreichend genaue Kenntnis des Implantationszeitpunktes und eine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber externen magnetischen Feldern in der Zeit vor der Implantation. Desweiteren ist die Implantationsenergie nicht scharf, sondern hat eine apparativ und methodisch bedingte Energieunschärfe. Aufgrund des im Vergleich zur konventionellen  $\mu$ SR wesentlich größeren Implantationsquerschnittes können Myonen die Probe verfehlen und geben ein Untergrundsignal, das die Zerfallsspektren von Myonen, die in die Probe implantiert werden, verfälschen kann.

Entsprechende Verfahren zur Analyse und Korrektur dieser Einflüsse werden vorgestellt. Insbesondere bei der Beobachtung von hohen Präzessionsfrequenzen und Relaxationsraten gewinnen sie an Bedeutung.

Als Anwendung werden Messungen zur Eindringtiefe niederenergetischer Myonen vorgestellt, wobei Myonen mit unterschiedlicher Energie in eine Probe implantiert werden, die aus einem 50 nm dicken Kupferfilm auf einem Quarzsubstrat besteht. Myonen, die im Kupfer stoppen, können durch ihre Präzessionsfrequenz in einem externen Feld von solchen im Quarz unterschieden werden, da diese Myonium bilden. Mit zunehmender Implantationsenergie nimmt dabei der Anteil im Kupfer gestoppter Myonen ab. Durch Vergleichsmessungen an einer dicken Kupferprobe sowie an einem unbeschichte-

ten Quarzsubstrat können Vorhersagen über die entsprechenden Implantationsprofile aus einer Monte-Carlo-Simulation (TRIM.SP) überprüft werden. Es werden im Rahmen des Messfehlers keine Abweichungen gefunden. Als weiteres Anwendungsbeispiel wurden erstmals magnetische Streufelder von Nickelfilmen auf einem Silbersubstrat mit niederenergetischen Myonen untersucht. Dabei werden die Myonen mit einer solchen Energie implantiert, dass sie im wesentlichen in der Silberschicht stoppen. Das lokale Feld am Myonenort setzt sich nun zusammen aus dem externen Feld und dem temperaturabhängigen Streufeld, welches von der Nickelschicht erzeugt wird. In einem einfachen Modell wird angenommen, dass die Magnetisierung der Domänen innerhalb der Probenebene liegt und die Myonen im wesentlichen mit dem Feld jeweils einer Domäne wechselwirken. Die zu beobachtende Asymmetrie des  $\mu$ SR-Signals kann in Abhängigkeit von Magnetisierungs- und Beobachtungsrichtung sowie der Lage des Myonenspins aus geometrischen Betrachtungen berechnet werden. Unter der Annahme einer isotropen Richtungsverteilung der Magnetisierungen innerhalb der Ebene können durch Mittelung über alle Magnetisierungsrichtungen die Parameter der Myonenrelaxationsfunktionen in Zusammenhang mit der temperaturabhängigen Magnetisierung der Domänen in der Nickelschicht gebracht werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren und Ergebnisse stellen einen notwendigen Beitrag zur Entwicklung der LE $\mu$ SR zu einer Standarduntersuchungsmethode für dünne Schichtsysteme dar.

# Anhang A

## Verwendete Messungen

### Kapitel 5:

NEMU-run	M3SM2-cut	Temp.	B-Setup	HV-Setup	Probe
1287+1288	300.-600.	RT	50 G TF	15 kV	M2-Det.

### Kapitel 6:

NEMU-run	M3S1-cut	Temp.	B-Setup	HV-Setup	Probe
1568+1572	113.0-127.0	RT	50 G TF	15 kV	Cu(50 nm)/SiO <sub>2</sub>
1573	89.0-103.0	RT	50 G TF	12 kV	Cu(50 nm)/SiO <sub>2</sub>
1574+1575	131.5-146.5	RT	50 G TF	18 kV	Cu(50 nm)/SiO <sub>2</sub>
1578	116.0-130.0	RT	50 G TF	10 kV	Cu(50 nm)/SiO <sub>2</sub>
1580	102.5-117.5	RT	50 G TF	13.5 kV	Cu(50 nm)/SiO <sub>2</sub>
1551	54.0-68.0	RT	50 G TF	15 kV	Cu(150 nm)/SiO <sub>2</sub>
1554+1555	132.0-146.0	RT	50 G TF	18 kV	Cu(150 nm)/SiO <sub>2</sub>
1556	89.0-103.0	RT	50 G TF	12 kV	Cu(150 nm)/SiO <sub>2</sub>
1582	89.0-103.0	RT	50 G TF	12 kV	SiO <sub>2</sub>
1583	131.5-146.5	RT	50 G TF	18 kV	SiO <sub>2</sub>
1584	113.5-128.5	RT	50 G TF	15 kV	SiO <sub>2</sub>
1585	102.5-117.5	RT	50 G TF	13.5 kV	SiO <sub>2</sub>
1586	114.5-129.5	RT	50 G TF	10 kV	SiO <sub>2</sub>

### Kapitel 7:

NEMU-run	M3S1-cut	Temp.	B-Setup	HV-Setup	Probe
1335+1336	82.0-96.0	RT	50 G TF	18 kV	Ni 30 nm
1343	78.3-92.3	RT	ZF	18 kV	Ni 30 nm
1344	78.3-92.3	683 K	50 G TF	18 kV	Ni 30 nm
1345+1346+1349	78.3-92.3	605 K	ZF	18 kV	Ni 30 nm
1347	78.5-92.5	679 K	ZF	18 kV	Ni 30 nm
1348	78.5-92.5	603 K	50 G TF	18 kV	Ni 30 nm
1350+1351	78.5-92.5	613 K	50 G TF	18 kV	Ni 30 nm

## Anhang B

# Transversale und longitudinale Anteile der Polarisationsvektorkomponenten

Für beliebige Richtungen eines Magnetfeldes in Bezug auf den Polarisationsvektor  $\vec{P}$  lässt sich die Zeitabhängigkeit der Komponenten  $P_y$  und  $P_z$  nach [Sch85] angeben zu:

$$P_y(t) = \left| \vec{P}(0) \right| \left[ \frac{1}{2} \sin 2\nu \sin \phi (G_{\parallel}(t) - G_{\perp}(t) \cos \omega t) - G_{\perp}(t) \sin \nu \cos \phi \sin \omega t \right] \quad (\text{B.1})$$

$$P_z(t) = \left| \vec{P}(0) \right| [G_{\parallel}(t) \cos^2 \nu + G_{\perp} \sin^2 \nu \cos \omega t] \quad (\text{B.2})$$

Die Richtung des Feldes ist in Zylinderkoordinaten  $\phi$  und  $\nu$  angegeben. Die Richtung des Polarisationsvektors zum Zeitpunkt  $t = 0$  bestimmt die z-Achse des Koordinatensystems (vgl. Abbildung B). Der Zusammenhang zwischen den Winkel  $\nu$  und  $\phi$  mit den Koordinaten  $\alpha$  und  $\beta$  ist gegeben durch die Projektionen des Magnetfeldvektors  $\vec{B}$  ( $|\vec{B}| = 1$ ) auf die Koordinatenachsen.

$$B_x = \cos \phi \sin \nu = \sin \beta \quad (\text{B.3})$$

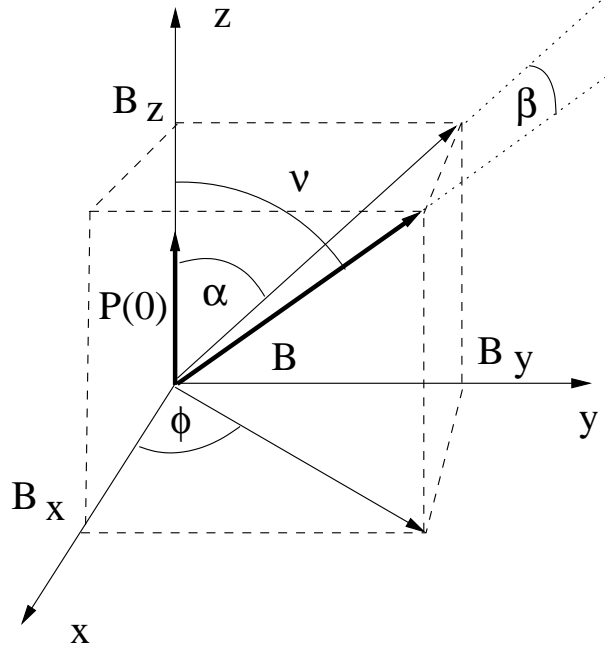
$$B_y = \sin \phi \sin \nu = \sin \alpha \cos \beta \quad (\text{B.4})$$

$$B_z = \cos \nu = \cos \alpha \cos \beta \quad (\text{B.5})$$

Man erhält die Transformationsformeln

$$\cos \phi = \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta}} \quad (\text{B.6})$$

$$\sin \phi = \frac{\sin \alpha \cos \beta}{\sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta}} \quad (\text{B.7})$$



$$\sin \nu = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta} \quad (\text{B.8})$$

$$\cos \nu = \cos \alpha \cos \beta \quad (\text{B.9})$$

Unter der Annahme  $|\vec{P}(0)| = 1$  und unter Vernachlässigung der Relaxationsfunktionen  $G_{\parallel}$  und  $G_{\perp}$  folgt für die Komponenten des Polarisationsvektors

$$P_y(t) = \underbrace{\cos \alpha \cos^2 \beta \sin \alpha}_{P_{y\parallel}} \quad (\text{B.10})$$

$$- \underbrace{\frac{1}{2} \cos \alpha \cos^2 \beta \sin \alpha \cos \omega t + \sin \beta \sin \omega t}_{P_{y\perp}}$$

$$P_z(t) = \underbrace{\cos^2 \alpha \cos^2 \beta}_{P_{z\parallel}} + \underbrace{(1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta) \cos \omega t}_{P_{z\perp}} \quad (\text{B.11})$$

Sie gliedern sich in jeweils einen *rotierenden* Anteil (Transversalkomponente)  $P_{y\perp}, P_{z\perp}$  und einen *nicht rotierenden* Anteil (Longitudinalkomponente)  $P_{y\parallel}, P_{z\parallel}$ . Mittelung über alle Magnetfeldrichtungen innerhalb der Ebene führt zu der mittleren Polarisation für die Richtung der Detektorpaare TB  $(\overline{P_{y\parallel}}, \overline{P_{y\perp}})$  sowie LR  $(\overline{P_{z\parallel}}, \overline{P_{z\perp}})$ .

$$\overline{P_{y\parallel}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{y\parallel} d\alpha = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$\overline{P_{y\perp}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{y\perp} d\alpha = \sin \beta \sin \omega t \quad (\text{B.13})$$

$$\overline{P_{z\parallel}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{z\parallel} d\alpha = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \cos 2\beta \quad (\text{B.14})$$

$$\overline{P_{z\perp}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{z\perp} d\alpha = \left( \frac{3}{4} - \frac{1}{4} \cos 2\beta \right) \cos \omega t \quad (\text{B.15})$$

# Literaturverzeichnis

- [AEG<sup>+</sup>79] K.-P. Arnold, P. O. Egan, M. Gladisch, W. Jacobs, H. Orth, J. Vetter, and P. Zimmermann. Cloud and Surface Muon Studies at the  $\pi$ E3 Channel of SIN. *SIN Newsletter*, (12):4, December 1979.
- [AN36] Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Cloud Chamber Observation of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-level. *Physical Review*, 50(4):263–271, August 1936.
- [AZ77] H.H. Andersen and J.F. Ziegler. *Hydrogen: Stopping Powers and Ranges in All Elements.*, volume 3 of *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*. Pergamon Press, Elmsford, New York, 1977.
- [Bal97] V. V. Balashov. *Interaction of Particles and Radiation with Matter*. Springer, Berlin, 1997.
- [BeaE93] M. Berger et al. (Eds.). Stopping powers and ranges for protons and alpha particles. *ICRU Report 49*, 1993.
- [Bow85] Theodore Bowen. The surface muon beam. *Physics Today*, 22(7):23–34, 1985.
- [CERa] CERN. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual*.
- [CERb] CERN. *PAW, Physics Analysis Workstation, An Introductory Tutorial*.
- [Dau79] M. Daum. Modification to the  $\pi$ E3 Beam. *SIN Newsletter*, (12):2, December 1979.
- [DdRY97] P. Dalmas der Réotier and A. Yaounanc. Muon Spin rotation and relaxation in magnetic materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 9:9113–9166, 1997.

- [DGKM79] A. B. Denison, H. Graf, W. Kündig, and P. F. Meier. Positive muons as probes in ferromagnetic metals. *Helvetica Physica Acta*, 52:460–517, 1979.
- [Eat99] G. H. Eaton. Muon Facilities and Experiments; Now and in the New Millenium. In S.L. Lee, S.H. Kilcoyne, and R. Cywinski, editors, *Muon Science*. IOP Publishing, 1999.
- [Eck91] W. Eckstein. *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions*. Springer Series in Material Science 10. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
- [GLW57] Richard L. Garwin, Leon M. Lederman, and Marcel Weinrich. Observation of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson dacay: the magnetic moment of the free muon. *Physical Review*, 105:1415–1417, 1957.
- [Hea02] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:01001, 2002.
- [Hin97] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Verlag, 1997.
- [HMB<sup>+</sup>87] D. R. Harshman, A. P. jr Mills, J. L. Beveridge, K. R. Kendall, G. D. Morris, M. Senba, J. B. Warren, A. S. Rupaal, and J. H. Turner. Generation of slow positive muons from solid rare-gas moderators. *Physical Review B*, 36(16):8850–8853, December 1987. rapid communication.
- [Hof98] A. Hofer. Niederenergetische Myonen: Eigenschaften und Anwendungen. Dissertation Universität Konstanz, 1998.
- [HWB<sup>+</sup>86] D. R. Harshman, J. B. Warren, J. L. Beveridge, K. R. Kendall, R. F. Kiefl, Oram C. J., A. P. jr. Mills, W. S. Crane, A. S. Rupaal, and J. H. Turner. Observation of Low-Energy  $\mu^+$  Emission from Solid Surfaces. *Physical Review Letters*, 56(26):2850–2853, June 1986.
- [Kar95] Erik B. Karlsson. *Solid State Phenomena - As Seen by Muons, Protons and Excited Nuclei*. Oxford University Press, 1995.
- [Kle92] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 1992.



- [Kun33] Paul Kunze. Untersuchung der Ultrastrahlung in der Wilsonkammer. *Zeitschrift für Physik*, 83:1–18, 1933.
- [MBH<sup>+</sup>96] E. Morenzoni, M. Birke, A. Hofer, F. Kottmann, Litterst J., B. Matthias, M. Meyberg, Ch. Niedermayer, Th. Prokscha, and Th. Schatz, G. anf Wutzke. Development of a Beam of Very Slow Polarized Muons. *Hyperfine Interactions*, 97/98:395–406, 1996.
- [MC84] A. P. jr. Mills and W. S. Crane. Emission of Band-Gap-Energy Positrons of Surfaces of LiF, NaF, and Other Ionic Crystals. *Physical Review Letters*, 53(22):2165–2168, November 1984.
- [MGP<sup>+</sup>02] E. Morenzoni, H. Glückler, T. Prokscha, R. Khasanov, H. Luetkens, M. Birke, E.M. Forgan, Ch. Niedermayer, and M. Pleines. Implantation studies of keV positive muons in thin metallic layers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 192:254–266, 2002.
- [MKM<sup>+</sup>94] E. Morenzoni, F. Kottmann, D. Maden, B Matthias, M. Meyberg, Th. Prokscha, Th. Wutzke, and U. Zimmermann. Generation of very slow polarised positive muons. *Physical Review Letters*, 72:2793, 1994.
- [Mol47] G Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. *Zeitschrift für Naturforschung*, A2:133, 1947.
- [Mor97] E. Morenzoni. Low Energy Muons as Probes of Thin Films and Surfaces. *Appl. Magn. Reson.*, 13:219–229, 1997.
- [Mor99] E. Morenzoni. Physics and applications of low energy muons. In S. L. Lee, S. H. Kilcoyne, and R. Cywinski, editors, *Muon Science*. IOP Publishing, 1999.
- [NA37] Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Physical Review*, 51:884–886, May 1937.
- [Pau94] Paul Scherrer Institut. *PSI Users' Guide - Accelerator Facilities*, July 1994.
- [PMC<sup>+</sup>01] T. Prokscha, E. Morenzoni, David C., A. Hofer, H. Glückler, and L. Scandella. Moderator gratings for the generation of epithermal positive muons. *Applied Surface Science*, 172:235, 2001.

- [Sch85] A. Schenck. *Muon Spin Rotation Spectroscopy. Principles and applications in solid state physics*. Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston, 1985.
- [Swi81] Swiss Institute for Nuclear Research. *SIN Users' Handbook*, 1981.
- [VB70] C. Varelas and J. Biersack. Reflection of Energetic Particles from Atomic or Ionic Chains in single Crystals. *Nuclear Instruments and Methods*, 79:213, 1970.
- [Wiz79] Joseph Ladislav Wiza. Microchannel Plate Detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 162:587–601, 1979.

## ...einige Wortes des Dankes:

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. F. Jochen Litterst und Dr. Elvezio Morenzoni, die mir die Möglichkeit eröffneten, an der Weiterentwicklung der  $\mu$ SR mit niederenergetischen Myonen am Paul Scherrer Institut mitzuwirken und mir dabei stets mit Rat und Tat zur Seite standen.

Es ist für mich wohl ein aussichtsloser Versuch, eine wirklich vollständige Auflistung aller Personen anzufertigen, die in den letzten Jahren einen Beitrag zum Entstehen dieser Arbeit geleistet haben. Zu viele kamen und gingen nach einiger Zeit wieder.

Deswegen möchte ich mich an dieser Stelle bei allen ehemaligen und aktuellen Mitgliedern des Instituts für Metallphysik und Nukleare Festkörperphysik sowie des Paul Scherrer Instituts bedanken, die auf die eine oder andere Art zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, und mich in den unzähligen Kleinigkeiten des Arbeitsalltags tatkräftig unterstützt haben.

Nicht vergessen möchte ich an dieser Stelle auch die zahlreichen Kooperationen, die mit ihren unterschiedlichen Projekten und Ideen dazu beigetragen haben, dass für mich die Mitarbeit an diesem Projekt stets mit interessanten und vielfältigen Fragestellungen verknüpft war.